

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИТОГИ НАУКИ

ХИМИЧЕСКИЕ
НАУКИ

5

ИЗДАТЕЛЬСТВО
АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА
1 9 6 1

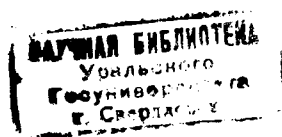
АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Н.А.ФУКС

УСПЕХИ
МЕХАНИКИ
АЭРОЗОЛЕЙ

УЗ8868

ИЗДАТЕЛЬСТВО
АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА
1 9 6 1



ПРЕДИСЛОВИЕ

За пять лет, прошедших после издания книги автора «Механика аэрозолей», появилось очень много работ, прямо или косвенно относящихся к этой области знания. За это время механика аэрозолей развивалась весьма неравномерно: по некоторым вопросам — термофорезу, диффузиофорезу, инерционному осаждению частиц при больших числах Рейнольдса, поглощению звука аэрозолями, гравитационной коагуляции достигнуты большие успехи, по другим вопросам — теории звуковой коагуляции, экспериментальному изучению коагуляции в турбулентном потоке — почти ничего не сделано. Во всяком случае, в этой области собрано так много новых теоретических и экспериментальных данных, что назрела нужда в «Успехах механики аэрозолей».

В печатающемся под этим названием обзоре охвачена литература, опубликованная примерно с 1954 до конца 1959 г., а также небольшое число более ранних работ, пропущенных в упомянутой выше книге. Расположение материала и обозначения в обзоре те же, что и в книге, однако для числа Стокса взято принятое в настоящее время большинством авторов выражение $Stk = l_i/R$ вместо $Stk = l_i/2R$. Так как при изложении новых работ приходится постоянно ссылаться на более старые работы, то для удобства читателей в этих ссылках помимо оригинальных статей указаны также соответствующие места в книге «Механика аэрозолей». Кроме того, в подстрочных примечаниях даны исправления содержащихся в этой книге ошибок, обнаруженных после ее издания. Автор выражает свою искреннюю признательность Г. Л. Натансону и Л. М. Левину, критически просмотревшим некоторые главы обзора, и И. Б. Стечкиной, выполнившей ряд необходимых расчетов и выкладок.

Глава I

РАЗМЕР И ФОРМА ЧАСТИЦ В АЭРОЗОЛЯХ

В настоящее время основным методом определения величины очень мелких аэрозольных частиц является электронная микроскопия, неприменимая, впрочем, к частицам жидких и летучих веществ. При помощи электронного микроскопа обнаружены частицы аэрозолей с $r \approx 10^{-7}$ см [1]. Другим весьма важным методом измерения величины частиц в высокодисперсных аэрозолях, так называемым диффузионным методом (см. стр. 73), установлено, что в только что образовавшихся в коронном разряде с металлического острия аэрозолях радиус частиц равен $0,5 \cdot 10^{-7}$ см [2].

Со времен Айткена метеорологи определяют счетную концентрацию атмосферных аэрозолей, предварительно сконденсировав на частицах влагу в счетчиках «ядер конденсации», как обычно называют эти частицы. По-видимому, лишь очень небольшую долю содержащихся в атмосфере частиц (плохо смачиваемую водой) не удастся обнаружить этим способом. Юнге [3], исследовавший распределение размеров ядер конденсации различными методами — импактором для крупных частиц, по электрической подвижности — для мелких, установил, что для частиц размером свыше $0,1$ мк это распределение лучше всего выражается формулой

$$f(r) = C/r^4, \quad (1.1)$$

где C — постоянная.

К этой же формуле Юнге пришел нестрогим путем из теории коагуляции аэрозолей.

Ядра конденсации с $r > 1$ мк называются в настоящее время гигантскими, с радиусом, лежащим между 1 и $0,1$ мк — большими и с $r < 0,1$ мк — айткеновскими.

Вопросы о распределении размеров частиц, о различных средних значениях и т. д. весьма обстоятельно рассмотрены в книге Хердана [4].

Здесь уместно коснуться вопроса о преимуществах работы с изодисперсными аэрозолями. Как показывает просмотр экспериментальных работ по фильтрации аэрозолей, осаждению их в различных аппаратах, в дыхательной системе и т. д., работы, проведенные с изодисперсными аэрозолями, дают, как правило, более точные и надежные результаты. Это объясняется тем, что при работе с полидисперсными аэрозолями приходится определять не только распределение размеров частиц до и после осаждения, но и абсолютное число частиц в каждой фракции, и для этого необходимо сосчитать (обычно при помощи микроскопа) весьма большое число частиц каждой фракции. Такие измерения, производимые обычно визуальным (их автоматизация делает лишь первые шаги), настолько трудоемки, что лишь немногие авторы выполняют их в требуемом объеме.

Переходя к сложному вопросу о характеристике дисперсности аэрозолей с несферическими частицами, заметим, что в последнее время в связи с появлением фотоэлектрических аппаратов для автоматического счета и измерения осажженных на прозрачные подложки частиц [5] особенное значение приобрел введенный Хейвудом [6] «проектированный» радиус, т. е. радиус круга, площадь которого равна площади проекции частицы на поверхность подложки, так как в большинстве указанных аппаратов определяется именно эта величина. Кроме того, в известном визуальном методе определения размера частиц под микроскопом при помощи окулярных кружков также подбирают кружок с площадью, приближающейся к площади изображения частицы.

На других способах выражения размера частиц неправильной формы мы останавливаться не будем, заметим только, что важная задача определения вертикальных размеров лежащих на подложке частиц в оптической и электронной микроскопии в настоящее время решается путем подтенения частиц в вакууме под очень малым углом к горизонтали. Вопрос о влиянии способа осаждения частиц неправильной формы на результаты их микроскопического исследования рассмотрен на стр. 11.

В связи с наблюдениями И. Артемова [7] о влиянии влажности на скорость коагуляции дымов NH_4Cl , упомянем о наблюдениях Далавалла и Орра [8], согласно которым скорость седиментации аэрозолей MgO и, особенно, NH_4Cl значительно повышается во влажной атмосфере. Микроскопическое исследование показывает, что агрегаты частиц делаются при этом более компактными. По всей вероятности, это вызвано капиллярным стягиванием агрегатов конденсированной водной пленкой.

Глава 2

ПРЯМОЛИНЕЙНОЕ РАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

СОПРОТИВЛЕНИЕ СРЕДЫ ДВИЖЕНИЮ ШАРООБРАЗНЫХ ЧАСТИЦ

Для новой техники представляет большой интерес вопрос о сопротивлении среды при очень больших скоростях движения частиц. Для частиц, размер которых значительно меньше длины свободного пробега газовых молекул, и при скоростях V , сравнимых со средней скоростью молекул \bar{G}_g , Ченом [9] и Крживобловским [10] выведена формула

$$F_M = -\frac{1}{2}\pi r^2 n_g m_g V^2 f(V/\bar{G}_g), \quad (2.1)$$

в которой f — довольно сложная функция. При $V \gg \bar{G}_g$

$$F_M \approx -\pi r^2 n_g m_g (V^2 + \bar{G}_g^2). \quad (2.2)$$

Уточним вопрос о значении констант A , Q и b в милликеновском выражении для сопротивления среды

$$F_M = -6\pi\eta r V / [1 + A/lr + Q(l/r)e^{-br/l}].$$

Милликен принимал в формуле для вязкости газа $\eta = \frac{1}{2}n_g m_g \bar{G}_g l$ $\bar{G}_g = 0,350$, откуда для воздуха при 760 мм рт. ст. и комнатной температуре следует $l = 0,942 \cdot 10^{-5}$ см.

В настоящее время общепринято значение $\bar{G}_g = 0,499$ и, соответственно, $l = 0,653 \cdot 10^{-5}$ см. При этом милликеновские значения констант следует изменить следующим образом: $A = 1,246$, $Q = 0,42$ и $b = 0,87$. Приведенные ниже данные отнесены к $l = 0,653 \cdot 10^{-5}$ см.

Маттаух [11] нашел для масляных капелек в воздухе $A = 1,300$, $Q = 0,45$, $b = 3,42$. Шмитт [12] работал с капельками силиконового масла ($r = 0,7-1,2$ мк) в различных газах при

давлениях 10—760 мм рт. ст. и получил в азоте $A = 1,45 \pm 3\%$, $Q = 0,40 \pm 10\%$ и $b = 0,9 \pm 20\%$. Эти значения Q и b весьма близки к милликеновским, значения же A и суммы $A + Q$ значительно больше, чем у Милликена, и теоретически возможны лишь при очень большом (~50%) проценте зеркальных отражений газовых молекул от поверхности капелек [13].

Исследуя водяные капельки с $r = 0,4—1,0$ мк в конденсаторе Милликена, наполненном насыщенным водяным паром воздухом, Гокхале и Гата [14] нашли $A = 1,032$.

Для некоторых аэрозольных исследований представляет интерес вопрос о сопротивлении движению сферической частицы по оси цилиндрического капилляра. Выведенное Факсеном [15] выражение

$$F_M = -6\pi\eta rV/[1 - 2,104 r/R + 2,09 (r/R)^2 - 0,95 (r/R)^3], \quad (2.3)$$

где r/R — отношение радиусов частицы и капилляра, согласно модельным опытам Бэкона [16] точно соблюдается при $Re \ll 0,02$ и $r/R < 1/3$.

ВРАЩЕНИЕ ЧАСТИЦ В ГРАДИЕНТНОМ ПОТОКЕ

Из общей формулы для скорости вращения эллипсоидальной частицы, находящейся в ламинарном потоке с градиентом скорости Γ [17]

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\Gamma (a^2 \cos^2 \theta + c^2 \sin^2 \theta)}{a^2 + c^2} \quad (2.4)$$

следует, что для сферических частиц

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\Gamma}{2}. \quad (2.5)$$

Эта формула точно подтвердилась в модельных опытах со стеклянными шариками ($r = 75—140$ мк) в кукурузной патоке при $\Gamma = 0—1,6$ сек⁻¹ [18].

По опытам Шарки [19] при изокINETическом введении в ламинарно текущую по трубке воду тонкой струйки сажевой суспензии струйка постепенно сдвигается к оси трубки, причем тем скорее, чем дальше от оси точка выпуска струйки и чем больше скорость течения. По мнению автора это явление обусловлено силой Магнуса, вызванной вращением частиц сажи в градиентном потоке. Следует заметить, что для проявления эффекта Магнуса необходимо, чтобы вращающаяся частица обладала поступательным движением по отношению к среде, отсутствовавшим в опытах Шарки. Действительно, по опытам Менли и Мейсона [20] на сферические частицы, движущиеся в градиентном потоке, никакие поперечные силы не действуют. Кроме того, формула Магнуса применима, очевидно, лишь при не очень малых числах

Re . При малых Re , по расчетам Гарстанга [21], действующая на сферическую частицу, вращающуюся вокруг оси, перпендикулярной к направлению поступательного движения, лобовая сила не отличается от силы в отсутствие вращения, боковая же сила, вероятнее всего, равна нулю или же направлена в сторону, противоположную магнусовой силе.

Аналогичное объяснение дает Толлерт [22] своим наблюдениям, согласно которым при оседании системы сферических частиц в вертикальной трубке с жидкостью или воздухом (при $Re = 500—7000$) плотность образующегося на дне трубки осадка возрастает от периферии к центру. В этом случае должны вращаться лишь шарики, падающие вблизи стенок, но направление вращения, по-видимому, таково, что сила Магнуса должна быть направлена не к оси, а к стенкам трубки.

СОПРОТИВЛЕНИЕ СРЕДЫ ДВИЖЕНИЮ НЕШАРООБРАЗНЫХ ЧАСТИЦ

Вопрос об ориентации движущихся нешарообразных частиц имеет большое значение при микроскопическом исследовании осажденных аэрозолей. По наблюдениям Крузе [23], подтверждаемым и другими авторами [24], в осадках, полученных в термопреципитаторе, частицы ориентированы беспорядочно. При седиментации же под действием силы тяжести в неподвижной среде или в ламинарном потоке большинство частиц ложится на поверхность в наиболее устойчивом положении (плашмя). Размер частиц в опытах Крузе, к сожалению, не указан. По данным же Тимбрелла [25], при седиментации также имеет место беспорядочная ориентация частиц. Причина этого разногласия вызвана, по-видимому, тем, что в одном случае опыты производились с более крупными, в другом — с более мелкими частицами, т. е. при различных числах Re . То, что в конифуге [26] частицы ложатся плашмя [27], также понятно, так как здесь велика скорость оседания.

Переходя к скорости седиментации несферических частиц, заметим, что термин «седиментационный радиус» предпочтительнее более употребительного термина «стоксовский радиус», так как понятие это не связано с формулой Стокса и вполне применимо к столь большим и малым частицам, для которых формула Стокса явно непригодна. В некоторых случаях, например в аэрозолях, состоящих из частиц с различной плотностью, полезно применение другой величины, которую мы назовем «приведенным седиментационным радиусом» частицы. Это — радиус сферической частицы с плотностью, равной 1 и с такой же скоростью седиментации.

Тимбреллом [28] предложен удобный метод измерения седиментационного радиуса r_s аэрозольных частиц неправильной

формы. Для этого к аэрозолю примешивают сферические частицы из стекла, полистирола и т. д. Узкую струйку аэрозоля вводят изокинетически в середину (по высоте) горизонтального плоскопараллельного канала, по которому ламинарно течет воздух. На дно канала кладется прозрачная подложка, на которую собирают частицы, после чего их рассматривают под микроскопом. По размеру шариков определяют r_s осевших с ними рядом частиц неправильной формы, агрегатов и т. д. Чтобы не делать очень длинного канала для осаждения мелких частиц, применяют расширяющийся в стороны канал. Для определения радиуса очень мелких частиц этот метод, по-видимому, непригоден, так как полностью устранить тепловую конвекцию в канале чрезвычайно трудно. Кроме того, необходимо соблюдение еще одного важного условия — достаточно малой весовой концентрации аэрозоля, чтобы избежать оседания струи, как одного целого [29].

В этом приборе Тимбрелл исследовал зависимость между проектированным r_{pr} (см. стр. 8) и седиментационным r_s радиусом частиц стекла и угля. При этом, как указывалось выше, большинство частиц было ориентировано беспорядочно. Отношение r_s/r_{pr} стеклянных частиц сильно варьировало — от 0,5 до 1,1. Среднее значение r_s/r_{pr} равнялось 0,67 для стеклянных и 0,74 для угольных частиц.

Тимбрелл определил также r_s дублетов из стеклянных шариков. При одинаковом радиусе r частиц, составляющих дублет, его r_s равен в среднем $1,13 r$ (ориентация дублетов, по-видимому, была горизонтальная). Для динамического коэффициента формы дублетов κ (т. е. отношения сопротивления среды движению дублетов и имеющих тот же объем сферических частиц) из этих данных следует явно завышенное значение $\kappa = 1,24$. В модельных опытах Ивсона и др. [30] измерены скорости седиментации таких же дублетов в вязкой жидкости при $Re < 0,2$. При горизонтальном положении дублетов найдено $\kappa = 1,15$, при вертикальном $\kappa = 1,04$. По теоретическим расчетам Факсена [31] в последнем случае $\kappa = 1,023$.

Гурел и др. [32] предложили эмпирическую формулу для вычисления скорости седиментации частиц более или менее изометрической формы по их объему и поверхности, однако эта формула явно непригодна даже для простейшего случая сферических частиц.

Чоудхери и Фриц [33] из своих модельных опытов с шариками, кубами, октаэдрами и тетраэдрами при $Re < 0,2$ получили формулу

$$\kappa = 1 / (1 + 0,862 \lg \kappa_s), \quad (2.6)$$

где κ_s — коэффициент сферичности, т. е. отношение поверхности шара с объемом, равным объему данного тела, к поверхно-

сти последнего. Вычисленные по этой формуле значения κ близки к найденным другими авторами.

В работе Лудвига [34], измерявшего скорость седиментации цилиндров в вязкой жидкости при малых Re , ориентация цилиндров не указана, а результаты весьма сильно отличаются от полученных другими авторами.

Ван дер Леен и др. [35] измерили скорости, достигаемые каплями воды, растворов поверхностноактивных веществ и некоторых органических жидкостей с $r = 1,8-3,0$ мм при падении их с различной высоты. Считая, что сопротивление воздуха не зависит от ускорения, а определяется только скоростью капль, авторы определили величину коэффициента лобового сопротивления капли ψ в формуле $F_M = -\psi r^2 \gamma_g V^2 / 2$, в которой r означает в данном случае радиус недеформированной капли. Так как при заметной деформации падающих капль Re равно 1000—3000, а в этой области значений Re ψ для шара имеет почти постоянную величину $\sim 0,4$, то здесь ψ является функцией лишь формы капль.

Пользуясь известным графиком распределения давлений по поверхности обтекаемого шара, Хинце [36] рассчитал изменение формы падающих капль. В первом приближении, принимая деформированные капли за сплюснутые эллипсоиды, Хинце нашел, что относительное уменьшение радиуса капль в направлении движения равно $0,039 We$, где $We = \gamma_g r V^2 / \sigma$ — число Вебера, σ — поверхностное натяжение жидкости. Пользуясь найденными из опытов в аэродинамической трубе значениями ψ для эллипсоидов [37] и формулой Хинце, Ван дер Леен и др., получили теоретическую кривую (ψ, We), удовлетворительно согласующуюся при $We = 1-5$ с экспериментальными данными самого автора и других исследователей (рис. 1).

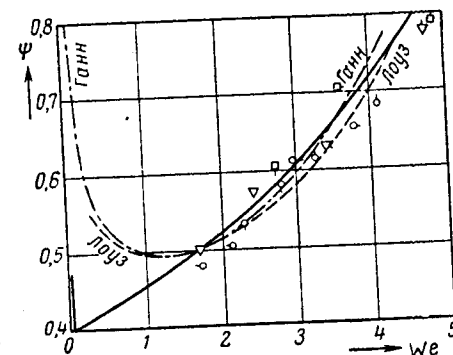


Рис. 1. Сопротивление среды движению жидких капль.

Сплошная кривая — теоретическая.

ДВИЖЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Вопросу о скорости седиментации системы частиц в ограниченном пространстве (обычно называемой «стесненным оседанием»), представляющему большой интерес для техники, за-

последнее время было посвящено очень много теоретических и экспериментальных работ. Мы приведем здесь лишь те формы найденных уравнений, которые получаются при очень малых объемных концентрациях дисперсной фазы ϕ .

Исходя из идеи Кенингема [38], но с учетом обратного движения среды, Хаппель [39] и Кувобара [40] получили для отношения скорости седиментации системы частиц и изолированной частицы при $\phi \rightarrow 0$ формулу $V'_s/V_s = 1 - k\phi^{1/2}$ с $k = 1,5$ [39] и $1,62$ [40]. Бринкман [41] вывел формулу $V'_s/V_s = 1 - 2,1\phi^{1/2}$, Хоксли [42] — формулу $V'_s/V_s = 1 - 4,5\phi$.

В опытах, проводившихся с более или менее изодисперсными суспензиями, лишь одним автором [43] получена формула $V'_s/V_s = 1 - 2,1\phi^{1/2}$. Результаты всех других работ выражаются формулой $V'_s/V_s = 1 - k\phi \approx (1 + k\phi)^{-1}$ с $k = 4,0$ [44, 45]; $4,5$ [46] и $5,4$ [47]. Таким образом, сделанный нами раньше вывод [48], что в выражении для скорости стесненного оседания при малых концентрациях ϕ должно стоять в первой степени, как будто подтверждается, однако требуются дальнейшие усилия для теоретического обоснования этого вывода.

Основную трудность при прецизионных измерениях отношения V'_s/V_s при малых ϕ представляет конвекция. Как указывает Вильсон [49], в очень разбавленных водных суспензиях стеклянных шариков с $r = 1-5$ мк при комнатной температуре невозможно получить строго вертикальные траектории частиц; это оказалось возможным лишь при 4° , т. е. при коэффициенте термического расширения воды, равном нулю. Лишь в более концентрированных суспензиях и аэрозолях направленный книзу градиент концентрации достаточно велик, чтобы подавить конвекцию. Это обстоятельство часто игнорируется; кроме того, в не очень грубодисперсных аэрозолях трудно совместить два условия — достаточно высокую весовую и достаточно малую счетную концентрацию (при которой можно пренебречь коагуляцией). Поэтому в большинстве работ по седиментометрическому анализу аэрозолей по-видимому допущены большие ошибки.

МЕТОД ВЕРТИКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Точнейший метод исследования аэрозольных частиц — метод вертикального электрического поля до последнего времени был неприменим к крупным частицам: для подвешивания таких частиц в конденсаторе Милликена требуется настолько большая напряженность поля, что начинаются явления ионизации, разряда и т. д. По наблюдениям Штраубеля [50] в центре горизонтального металлического кольца, соединенного с источником

переменного тока напряжением в несколько киловольт, удаётся подвесить и наблюдать в течение продолжительного времени капли величиной до 100 мк, причем мелкие капли совершают вертикальные колебания, а большие практически неподвижны.

Аналогичное, но более совершенное и сложное устройство для подвешивания крупных частиц разработано Бюркером и др. [51]. Авторы применили конденсатор с пластинами выпуклой формы, разделенными изолированным выпуклым кольцом. Между пластинами, а также между ними и кольцом поддерживались регулируемые разности потенциалов, состоящие из постоянной и переменной составляющих, создающих в конденсаторе неоднородное поле. В конденсаторе поддерживалось регулируемое разрежение от 10^{-4} до 10^{-2} мм рт. ст. Из введенных в конденсатор заряженных частиц алюминия ($r \approx 10$ мк) при определенных значениях потенциалов удерживались частицы с лежащим в определенных пределах отношением заряда к массе частиц q/m , а остальные выбрасывались полем из конденсатора. Регулируя величину потенциалов и частоту колебаний, можно было управлять положением и характером колебаний частиц и точно определить q/m . При увеличении давления в конденсаторе амплитуды колебаний частиц уменьшались вследствие возрастания сопротивления воздуха. Прибор удобен для исследования законов сопротивления газовой среды при небольших значениях r/l , при колебаниях частиц, соответствующих большим числам Re , и изучения ряда других вопросов механики аэрозолей.

ТЕРМОФОРЕЗ И ДИФфуЗИОФОРЕЗ

Много новых данных получено за последние годы по термофору аэрозолей. На основе современной теории явлений переноса в газах Вальдманом [52] и Б. Дерягиным и С. Бакановым [53] выведено более точное уравнение для термофоретической силы при $r \ll l$. По Вальдману

$$F_T = - \frac{32r^2\kappa_a\Gamma_a}{15G_g} \approx - \frac{4r^2\Gamma_a lp}{T}, \quad (2.7)$$

где Γ_a — градиент температуры в газе, т. е. в $8/\pi$ раз больше, чем по выведенной элементарным путем формуле Эйнштейна — Кавуда * [54, 55]

$$F_T = - \frac{\pi r^2 \Gamma_a lp}{2T}. \quad (2.8)$$

* В книге «Механика аэрозолей» вместо формулы (2.8) ошибочно помещена формула (16.1), выражающая фотофоретическую силу, действующую на частицы аэрозолей при $r \ll l$. К фотофору относятся и формулы (16.3) — (16.6) в этой книге.

Коэффициент аккомодации газовых молекул на поверхности частиц принят равным 1. Таким образом, в этом случае радиометрическая сила пропорциональна квадрату радиуса частиц и не зависит от давления, так как $\rho l = \text{const}$. В формуле (2.7) κ_a означает трансляционную часть теплопроводности газа, равную $(15/4) k\eta/m_g$, а для η взято выражение $\eta = 0,499 n_g m_g G_g l$. Скорость термофореза при $r \ll l$ равна

$$V_T = - \frac{\kappa_a G_a}{5\rho(1 + \pi\alpha/8)} = - \frac{3lG_g G_a}{8(1 + \pi\alpha/8)}. \quad (2.9)$$

Здесь α доля диффузно-рассеянных частиц молекул газа. В формуле Баканова и Дерягина вместо $3/8$ ($\approx 0,375$) стоит $15\pi/128$ ($\approx 0,368$).

Таким образом V_T не зависит от размера частиц и слабо (через α) зависит от их природы. F_T и V_T связаны между собой, как легко убедиться, формулой Эпштейна [56] для подвижности частиц при $l \gg r$.

В случае $r \gg l$ термофоретическая сила выражается [57] формулой

$$F_T = - \frac{9\pi\kappa_a \eta^2 r G_a}{(2\kappa_a + \kappa_i) \gamma_g T} \quad (2.9a)$$

(κ_i — теплопроводность вещества частицы). Так как теплопроводность газов значительно меньше теплопроводности твердых и жидких тел, то для скорости термофореза получается формула

$$V_T = - \frac{3\kappa_a \eta G_a}{2(2\kappa_a + \kappa_i) \gamma_g T} \approx - \frac{\kappa_a l G_g G_a}{\kappa_i T}. \quad (2.10)$$

Шмитт [12] исследовал в конденсаторе Милликена с нагретой верхней пластиной термофорез капелек силиконового масла и парафина с $r = 0,7-1,2$ мк в различных газах при давлениях 10–760 мм рт. ст., т. е. в интервале значений r/l примерно от 0,3 до 20. Из полученных автором данных следует, что приблизительно при $r/l \ll 0,4$ F_T практически уже не зависит от давления, т. е. согласно формуле (2.7) здесь начинается режим термофореза «при малых r/l ». Измерения показали далее, что при $r/l \approx 0,31$ F_T действительно строго пропорциональна r^2 . На рис. 2 отложено $\lg F_T$ в функции r/l для капелек силиконового масла разной величины в аргоне. Так как при $r/l < 5$ графики линейны, то $F_T = F_{T0} \exp(-br/l)$, где F_{T0} соответствует $r/l \rightarrow 0$, при чем во всех газах, кроме H_2 , $b \approx 0,38$. Отношение теоретических значений F_{T0} (формула 2.7) к экспериментальным равно 1,05 в Ar, 1,21 в N_2 , 1,22 в CO_2 и 1,36 в H_2 (в H_2 точность измерений сомнительна из-за большой скорости термофореза).

Еще лучшее совпадение с теорией автор получил для скорости термофореза V_T (формула 2.9), в которой он полагает $\alpha = 1$, что, однако, противоречит данным автора о подвижности частиц (см. стр. 9).

На рис. 3 приведен график $V_T^* = pV_T/760$ (p — давление в мм рт. ст.) в функции $r^* = pr/760 = 0,065 r/l$ (для капелек силиконового масла), из которого видно, что, начиная с $r/l \approx 15$ скорость термофореза перестает зависеть от величины частиц, т. е. начинается область «больших r/l ». Таким образом, переходная область простирается примерно от $r/l = 0,4$ до 15. Влияние теплопроводности частиц на F_T начинает сказываться уже при $r/l \approx 3$. То, что в H_2 скорость термофореза крупных частиц больше, чем мелких, объясняется чрезвычайно большой теплопроводностью H_2 .

При больших r/l отношение теоретических и экспериментальных значений V_T равно 0,83 в Ar, 1,09 в N_2 , 0,71 в CO_2 и 1,07 в H_2 .

Из формул (2.9) и (2.10) следует, что отношение скоростей термофореза частиц с $r \ll l$ и $r \gg l$ равно приблизительно $0,4\kappa_i/\kappa_a$. В воздухе ($\kappa_a \approx 6 \cdot 10^{-5}$ кал·град⁻¹·см⁻¹·сек⁻¹) это отношение для частиц органических веществ имеет величину 2–4, для NaCl ≈ 100 , для Fe ≈ 1000 . С учетом работы Шадта и Кейдла (см. ниже) два последние числа соответственно следует уменьшить примерно до 4 и 20. Как видно из данных Шмитта, переход от формулы (2.9) к (2.10) происходит в воздухе при атмосферном давлении в интервале значений r примерно 0,025–1 мк. В этом же интервале скорость термофореза должна непрерывно убывать с ростом r . Поэтому в осадках, полученных в термопреципитаторе, средний размер частиц должен непрерывно возрастать от передней (обращенной навстречу потоку) к задней кромке осадка, что уже отмечалось в литературе [58]. Для иллюстрации приводим снимки с различных участков осадка весьма полидисперсного аэрозоля NaCl в термопреципитаторе (рис. 4, [59]), сделанные на электронном микроскопе. Аналогичные снимки получены недавно Тюрмером [60] с дымом MgO. Следует, впрочем,

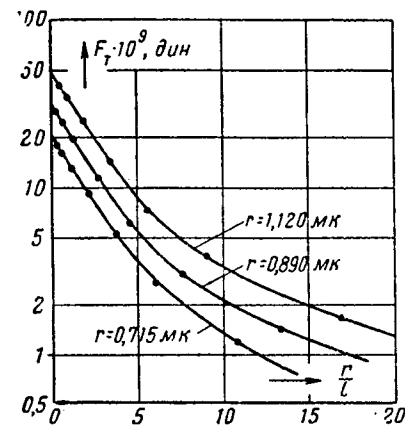


Рис. 2. Термофорез капелек силиконового масла в аргоне.
 $\Gamma = 49,4$ град/см

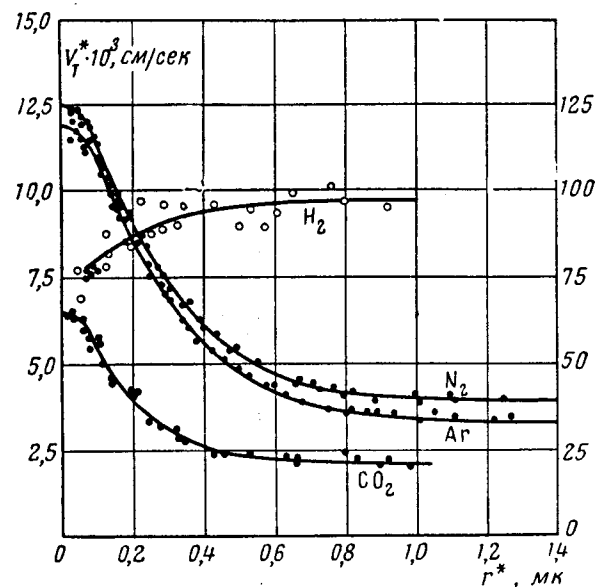


Рис. 3. Зависимость скорости термофореза от радиуса капелек.
 $\Gamma = 49,4$ град/см. Справа — масштаб для H_2 .

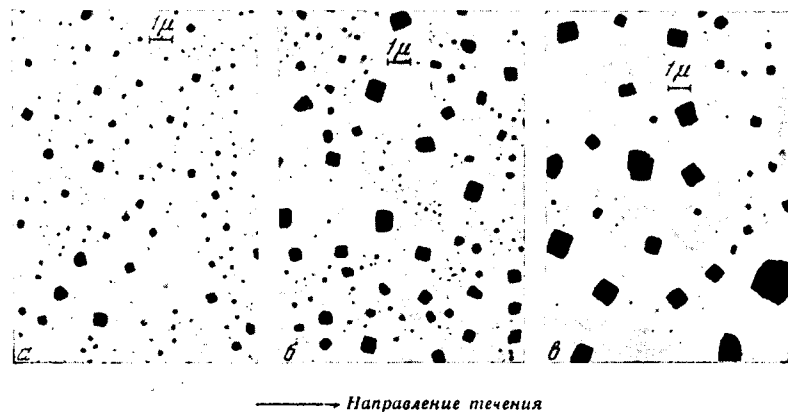


Рис. 4. Сегрегация частиц NaCl в термопреципитаторе.

заметить, что сегрегация частиц по их величине в термопреципитаторе продолжается и в области $r > 1$ мк, где она должна была теоретически прекратиться. На это указывает, помимо данных рис. 4, тот известный факт, что, начиная с $r = 2$ мк эффективность осаждения в термопреципитаторе начинает заметно убывать с ростом r [61]. Объяснить это явление инерцией частиц, их вращением в потоке и отталкиванием от стенки, как показывают расчеты [59], нельзя. Возможно, что крупные частицы сносятся воздушным течением. Вопрос этот остается пока открытым.

Шадт и Кейдл [62] пропускали различные аэрозоли — сравнительно изодисперсные аэрозоли стеариновой кислоты с \bar{r} от 0,15 до 2,5 мк, полидисперсные аэрозоли NaCl с $\bar{r} = 0,1$ и 0,2 мк, глицерина с $\bar{r} = 0,25$ и 0,5 мк и Fe с $\bar{r} = 0,7$ мк через термопреципитатор с нагретой лентой шириной 1,4 мм. Между лентой и пробкой преципитатора получалась плоскопараллельная щель шириной 0,15 мм. Измерив температуру ленты и ширину полосы осадка и пренебрегая тепловой конвекцией в преципитаторе, авторы рассчитали величину отношения $\beta_e = F_T/r\Gamma_a$ и сравнили ее с теоретическим значением этого отношения β_t , вычисленным по формуле Эпштейна. В значениях β_e имеется большой разброс, все же из них ясно видно, что для частиц с низкой теплопроводностью (стеариновая кислота, $\kappa_i = 3,0 \cdot 10^{-4}$, глицерин — $6,4 \cdot 10^{-4}$) β_e и β_t — величины одного порядка, между тем как для NaCl ($\kappa_i = 1,5 \cdot 10^{-2}$) β_e в среднем в 25 раз, а для Fe ($\kappa_i = 1,6 \cdot 10^{-1}$) — в 50 раз больше β_t .

Термофоретическая сила для частиц органических веществ и NaCl приблизительно одинакова, для Fe — примерно в 5 раз меньше. Это расхождение не может быть объяснено электрическими эффектами, так как лента была соединена с корпусом преципитатора. Заметим, что все измерения термофореза в конденсаторе Милликена проводились с каплями органических жидкостей, обладающих низкой теплопроводностью, чем и объясняется полученное в этих измерениях согласие с теорией. Если бы формула Эпштейна была применима во всех случаях, то металлические аэрозоли практически не осаждались бы в термопреципитаторе.

При применении термопреципитатора для исследования аэрозолей под электронным микроскопом температура сетки (или диафрагмы), на которую наносится пленка, значительно ниже температуры свободных участков пленки, и поэтому частицы осаждаются преимущественно на проволочках сетки и не могут быть сфотографированы. Некоторые авторы [63, 64] полагают, что вследствие зависимости скорости термофореза от размера частиц при этом могут возникнуть ошибки в определении не только концентрации, но и распределения размеров частиц. Этот вопрос еще не выяснен; указанные трудности могут быть устране-

ны, если осаждение в термопреципитаторе вести на свободную пленку, а затем уже подводить под нее сетку [64].

По опытам Уотсона [65], толщина окружающего нагретые тела «черного» при боковом освещении, т. е. не содержащего аэрозольных частиц слоя примерно постоянна по всей высоте тела и выражается формулой

$$h = K (T - T_0)^{\alpha} p^{-\beta}, \quad (2.11)$$

где K — постоянная, $T - T_0$ — разность температур тела и среды, p — давление газа. Значение показателей $\alpha \approx 0,5$, $\beta \approx 0,6$. Теоретический расчет h был произведен Церником [66]. По его мнению, толщина черного слоя определяется взаимодействием двух факторов — термофореза и сравнительно небольшой нормальной к поверхности (и направленной к ней) составляющей U_n свободной конвекции газа. U_n была вычислена теоретически Шмидтом и Бекманом [67] и экспериментально определена Краусом [68] для случаев вертикальной пластинки и горизонтального цилиндра. Принимая в первом выражении для V_T (2.10) $\kappa_i = 0$ (чего, конечно, нельзя делать, так как $\kappa_i > \kappa_a$), Церник получил для середины пластинки и для проходящей через ось цилиндра горизонтали значения h , близкие к найденным Уотсоном [65]. Следует, однако, заметить, что по теории Церника у нижнего края нагретого тела $h = 0$ и постепенно расширяется кверху, тогда как согласно рисункам Уотсона h более или менее постоянно. Кроме того, как указывает сам автор, его расчеты применимы лишь при числах $Gr = 10^4 - 10^9$, тогда как в опытах Уотсона $Gr = 5 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^4$. Далее, непонятно еще следующее: в этих опытах наблюдалась очень резкая граница черного слоя даже в случае весьма полидисперсного аэрозоля MgO с $r = 0,05 - 1$ мк, а толщина слоя была одинаковой для разных аэрозолей. Все эти факты указывают на то, что полученное Церником совпадение теории с опытом, по-видимому, случайно.

Следует заметить, что для техники гораздо большее значение имеет обратный случай термофореза — оседающие на холодных стенках котлов и теплообменников из горячих газов твердые аэрозольные частицы образуют слой с низкой теплопроводностью, значительно снижающий теплопередачу, коэффициент полезного действия котельных установок и т. д.

За последнее время появился ряд экспериментальных работ [69, 70], в которых детально исследованы различные оптические факторы, от которых зависит знак фотофореза (положительный или отрицательный). В статье Рогачека [71] обстоятельно изложена теория различных типов сложного фотофореза (магнитофотофореза, гравитофотофореза и т. д.).

Уже Айткен [72] заметил, что вблизи смоченных летучей жидкостью тел черный слой образуется и в отсутствии разности

температур. Это наблюдение было затем подтверждено Уотсоном [65]. Фаси [73] описал образование постепенно утолщающегося черного слоя у поверхности испаряющейся водяной капли. Напротив, при конденсации пересыщенного пара на капле частицы аэрозоля движутся к ней и поглощаются. Фаси дал неточное объяснение этим явлениям: он полагал, что здесь происходит аналогичное термофорезу явление диффузиофореза, т. е. движение частиц, обусловленное градиентом концентрации компонентов газовой смеси. Как мы увидим ниже, диффузиофорез действительно существует, однако в опытах Айткена, Уотсона и Фаси основную роль играло другое, также вызванное диффузией газа явление — Стефановское течение, т. е. гидродинамическое течение парогазовой смеси, направленное нормально к поверхности испаряющейся жидкости и компенсирующей диффузию газа к этой поверхности [74]. На это впервые обратили внимание Б. Дерягин и С. Духин [75]. Скорость этого течения

$$U = - \frac{D_g \text{ grad } c'}{c}, \quad (2.12)$$

где c' — концентрация газа, D_g — коэффициент диффузии газа (или пара) в смеси того и другого. В случае сферической капли с радиусом R

$$U = \frac{D_g (c_s - c_\infty) R M'}{c' p^2 M} \quad (2.13)$$

где c — концентрация пара у поверхности капли, c_∞ — вдали от нее, p — расстояние от центра капли, M и M' — молекулярные веса пара и газа.

Движение аэрозольных частиц, вызванное стефановским течением, имеет в ряде случаев существенное значение. Так, при осаждении аэрозолей распыленной водой, в частности в скруббере Вентури, при недосыщении газа водяным паром стефановское течение препятствует, а при пересыщении — способствует захвату частиц каплями. Поэтому подогревание распыляемой в горловине скруббера воды, увеличивающее скорость испарения капель, заметно снижает эффективность скруббера [76]. Как указывает Фаси [73], при конденсации пара на каплях природных облаков и туманов происходит интенсивное уничтожение ядер конденсации. С другой стороны, высказанное Айткеном [72] и другими [75] мнение, что стефановское течение препятствует осаждению аэрозолей в легких, по-видимому, неправильно, так как вдыхаемый воздух насыщается водяным паром (и нагревается) уже в трахеях [77].

Теория диффузиофореза разработана Б. Дерягиным и С. Бакановым [78] и Вальдманом [52] для случая $r \ll l$. В бинарной газовой смеси скорость аэрозольной частицы равна по Вальдману

$$V_D = \frac{(m_1^{1/2}\delta_1 - m_2^{1/2}\delta_2) D_g \text{grad } n_1}{n_1 m_1^{1/2}\delta_1 + n_2 m_2^{1/2}\delta_2}, \quad (2.14)$$

где m — массы, а n — концентрации молекул компонентов, $\delta = 1 + \pi\alpha/8$. При этом скорость частицы отнесена к системе координат, в которой алгебраическая сумма всех газовых молекул, пересекающих нормальную к градиенту концентрации площадку, равна нулю. Если газ находится в закрытом сосуде и градиент концентрации всюду одинаков, такой системой будет неподвижная система координат. При этом V_D направлено в ту сторону, в которую диффундирует более тяжелый газ (при небольших различиях в величине коэффициента δ). Причина диффузиофореза в этом случае следующая: процент более тяжелых, т. е. обладающих большим импульсом молекул, бомбардирующих частицу с одной стороны выше, чем с другой стороны.

В уравнении, выведенном Бакановым и Дерягиным, V_D выражено не через D_g , а через массы и радиусы газовых молекул, поэтому уравнение более сложно.

Подчеркнем еще раз различие между диффузиофорезом и движением частиц в стефановском потоке. Как видно из уравнения (2.14), при $m_1^{1/2}\delta_1 = m_2^{1/2}\delta_2$ диффузиофорез исчезает, тогда как стефановское течение сохраняется.

Рассматривая скорость Φ осаждения аэрозоля с концентрацией n_0 на сферической капле при конденсации на ней пара, т. е. при совместном действии диффузии самих частиц и стефановского течения, Б. Дерягин и С. Духин [67] пришли к формуле*

$$\Phi = \frac{4\pi D_g R (c_\infty - c_s) n_0}{c' \{ \exp [D_g (c_\infty - c_s) / Dc'] - 1 \}}, \quad (2.15)$$

где D — коэффициент диффузии аэрозольных частиц. Мы видим отсюда, что стефановское течение не влияет на осаждение аэрозоля на капле лишь при малых значениях отношения $D_g (c_\infty - c_s) / Dc'$. По формуле (2.15) легко рассчитать эффект стефановского течения при поглощении ядер конденсации облаками.

Непосредственное измерение отталкивательных сил, действующих на аэрозольные частицы вблизи испаряющейся капли, было предпринято П. Прохоровым [79]. Измерялась сила, действующая на посеребренный стеклянный шарик с $r \approx 1$ мм, находящийся на различном расстоянии от водяной капли с $r = 2$ мм. Основную трудность в этих опытах представляли конвекционные токи, обусловленные понижением температуры испаряющейся капли. Для устранения конвекции капля нагревалась до температуры воздуха при помощи тонкой металличе-

* Вопрос о введении в эту формулу фактора M'/M , как в формуле (2.13), сложен и здесь не будет обсуждаться.

ской нити. Несмотря на эти меры предосторожности измеренные силы оказались в ~ 2 раза больше, чем вычисленные по формулам Стокса и (2.13).

До сих пор мы рассматривали диффузиофорез «нейтральных», т. е. не взаимодействующих с газовой средой частиц. С. Духин и Б. Дерягин [80, 81] исследовали поведение капли летучей жидкости, находящейся в среде с градиентом концентрации пара той же жидкости. В этом случае капля движется в направлении градиента со скоростью, равной в первом приближении (при $c \ll c'$) $V_D = D_g \text{grad } c/c'$. Легко понять причину этого явления, названного авторами «диффузионной поляризацией» капли: на той половине поверхности капли, которая обращена в сторону убывания концентрации пара, скорость испарения, а следовательно, и стефановского течения и вызванная им сила отдачи больше, чем на противоположной половине; поэтому частицы будут двигаться в сторону возрастания концентрации пара. Если градиент концентрации создается испарением жидкости, то, как видно из формулы (2.13), диффузиофорез точно компенсируется стефановским течением и капля будет в первом приближении неподвижна. Иначе обстоит дело, если температура капли и поверхности, с которой происходит испарение, различны: если капля, как это обычно бывает, приняла психметрическую температуру T_p , то при температуре поверхности меньше T_p капля будет притягиваться к ней, а в обратном случае — отталкиваться, что легко понять из вышеприведенного рассуждения. Поэтому замерзающие капли природных облаков должны отталкивать, а тающие льдинки — притягивать водяные капельки.

Во втором приближении даже при одинаковой температуре испаряющихся капель между ними должна возникнуть небольшая сила взаимодействия, знак которой зависит от вещества газа и жидкости. Для водяных капель в воздухе это сила отталкивания.

В. Федосеев и А. Полянский [82] измерили силу отталкивания между двумя испаряющимися водяными каплями с $r = 1$ мм при 20° и 60%-ной влажности воздуха и нашли, что при расстоянии между каплями 0,1 мм эта сила равна $1,6 \cdot 10^{-4}$ дин. Так как никаких мер к устранению конвекции авторы не принимали, то из этих данных трудно сделать какие-нибудь выводы.

В работе [83] рассмотрен термофоретический эффект, вызванный охлаждением испаряющихся водяными каплями, для случаев не испаряющихся и испаряющихся аэрозольных частиц. При этом авторы пренебрегли диффузионными эффектами. Между тем, как показывает расчет, в зависимости от свойств жидкости, частиц и газа и от размера частиц могут преобладать либо те, либо другие силы, т. е. возникает либо притяжение, либо отталкивание, в описанных же до сего времени опытах всегда наблюдалось отталкивание частиц от поверхности испарения, т. е. преобладание диффузионных эффектов.

Глава 3

ПРЯМОЛИНЕЙНОЕ НЕРАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

НЕРАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ ПРИ МАЛЫХ И БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ Re

В случае неравномерного движения мелких сферических частиц в неравномерно движущейся среде полное основное уравнение динамики аэрозолей [84] принимает вид

$$\frac{4}{3}\pi r^3(\gamma\dot{V} - \gamma_g\dot{U}) + \frac{2}{3}\pi r^3\gamma_g(\dot{V} - \dot{U}) + 6\pi\eta r[V - U + \frac{r}{V\pi} \int_0^t \frac{\dot{V}(\theta) - \dot{U}(\theta)}{Vt - \theta} d\theta] - \frac{4}{3}\pi r^3g(\gamma - \gamma_g) = 0. \quad (3.1)$$

В качестве внешней силы здесь фигурирует сила тяжести, \dot{U} и V означают производные по времени. Полагая

$$\alpha = 9\gamma_g/r^2(2\gamma + \gamma_g) \approx 1/\tau; \quad \beta = 3\gamma_g/(2\gamma + \gamma_g) \approx 3/2\gamma_g/\gamma$$

мы приведем это уравнение к виду

$$\dot{V} - \beta\dot{U} + \alpha(V - U - V_s) + \sqrt{\frac{3\alpha\beta}{\pi}} \int_0^t \frac{\dot{V}(\theta) - \dot{U}(\theta)}{Vt - \theta} d\theta = 0 \quad (3.2)$$

Чен [85] дал следующее решение этого интегро-дифференциального уравнения

$$V(t) = \frac{1}{\theta} \int_0^\infty e^{-ky} \sin(\theta y) F(t - y) dy, \quad (3.3)$$

где

$$k = \alpha(1 - \frac{3}{2}\beta) \approx 1/\tau; \quad \theta^2 = \alpha^2 - k^2 = 3\alpha^2\beta(1 - \frac{3}{4}\beta) \approx \frac{9\gamma_g}{2\tau^2\gamma};$$

$$F(t) = \alpha^2[V_s + U(t)] + \alpha(1 - 2\beta)\dot{U} + \beta\ddot{U} - \sqrt{\frac{3\alpha\beta}{\pi}}(\beta - 1) \int_0^\infty \frac{\ddot{U}(t - x)}{\sqrt{x}} dx \approx \frac{V_s + U}{\tau^2} + \frac{\dot{U}}{\tau} + \frac{3\gamma_g\ddot{U}}{\gamma} + \sqrt{\frac{9\gamma_g}{2\gamma\tau\pi}} \int_0^\infty \frac{\ddot{U}(t - x)}{\sqrt{x}} dx. \quad (3.4)$$

Пирси и Хиллом [86] рассчитан эффект интегрального члена в уравнении (3.1) на движение частицы в покоящейся среде после прекращения действия внешней силы. В первом приближении дополнительный путь, проходимый частицей за счет этого эффекта, пропорционален квадратному корню из времени, т. е. $l_i = \infty$, однако во втором приближении l_i оказалось конечной величиной. Точный расчет l_i весьма труден, приближенный расчет сделан авторами, к сожалению, лишь для значений отношения γ_g/γ , соответствующих движению в воздухе частиц с плотностью $< 0,15$.

Серафини [87] дал аналитическое решение задачи определения движения частиц в газовой среде при отсутствии внешних сил при больших числах Re (решенной автором обзора графическим способом [88]). При этом он исходил из следующего выражения для коэффициента лобового сопротивления шара:

$$\psi = (24/Re)(1 + \varepsilon Re^{1/2}),$$

(ε — константа) и получил для скорости частицы в момент t формулу

$$V = \frac{V_0}{Re_0 \varepsilon^{1/2}} [(Re_0^{-1/2} \varepsilon^{-1} + 1)e^0 - 1]^{-1/2}, \quad (3.5)$$

где $0 = 3\eta t/\gamma r^2$, V_0 и Re_0 — начальные значения этих величин.

Для пройденного пути получено выражение

$$x = \frac{r\varepsilon^{-1/2}\gamma}{3\gamma_g} \left\{ Re_0^{1/2} \varepsilon^{1/2} + \arctg(Re_0^{-1/2} \varepsilon^{-1/2}) - [(Re_0^{-1/2} \varepsilon^{-1})e^0 - 1]^{-1/2} - \arctg[(Re_0^{-1/2} \varepsilon^{-1} + 1)e^0 + 1]^{1/2} \right\} \quad (3.6)$$

откуда для максимального значения x , т. е. для l_i ($\theta \rightarrow \infty$) следует

$$l_i = \frac{r\varepsilon^{-1/2}\gamma}{3\gamma_g} \left[Re_0^{1/2} \varepsilon^{1/2} + \arctg(Re_0^{-1/2} \varepsilon^{-1/2}) - \frac{\pi}{2} \right]. \quad (3.7)$$

Из экспериментальных работ по этому вопросу укажем на опыты Ингебо [89], вводившего различные аэрозоли со сферическими

частицами с $r = 10-60$ мк в аэродинамическую трубу, в которой скорость течения воздуха составляла 30—54 м/сек, и определявшего фотографическим путем размеры и скорости частиц на различных расстояниях от места ввода аэрозоля. Отсюда были вычислены ускорения и действовавшие на частицы силы в функции относительной скорости частиц и воздуха. Как

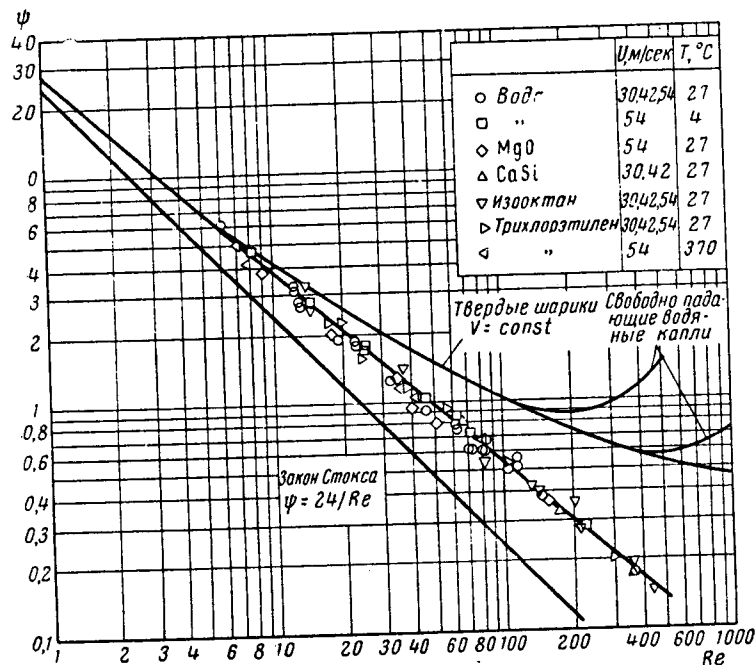


Рис. 5. Сопротивление среды при неравномерном движении частиц.

видно из рис. 5, величина коэффициента ψ при малых Re такая же, как при равномерном движении, но значительно ниже при больших Re . Как видно из опытов Шмидта и Леннона [90], при ускоренном движении частиц сопротивление выше, чем при равномерном движении; по аналогии следует ожидать более низкого сопротивления в замедленном (по отношению к среде) движении, как в опытах Ингебо. Результаты своих измерений автор выразил эмпирической формулой

$$\psi = 27 Re^{-0,84} \quad (6 < Re < 400). \quad (3.8)$$

Гакером и Дойлем [91] предпринята экспериментальная проверка теории колебания частиц в звуковом поле. Для этого в полученных в генераторе Синклера-Ламера довольно изодисперсных туманах диоктилфталата с \bar{r} от 0,8 до 4 мк ультрамикроскопически определялась скорость седиментации капелек, отсюда находилась величина \bar{r} в данном тумане.

Далее по формуле [92]

$$V_0/U_0 = (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2} = (1 + 2\pi\tau/t_p)^{-1/2} \quad (3.9)$$

(ω — угловая частота, τ — время релаксации капелек, t_p — период колебаний) вычислялось теоретическое значение отношения амплитуды колебаний капелек и воздуха. При помощи очень маленьких капелек определялось U_0 (при частоте 4850 гц), далее измерялось V_0 большого числа капелек и вычислялось среднее значение V_0/U_0 . Хотя разброс экспериментальных точек, вызванный главным образом колебаниями интенсивности звука, довольно велик, все же согласие между измеренными и вычисленными значениями следует признать удовлетворительным*.

С. Духин [94] обратил внимание на то обстоятельство, что в стоячей звуковой волне колебания аэрозольных частиц, не вполне увлекаемых колебаниями среды, ангармоничны и несколько асимметричны. В результате частицы постепенно сдвигаются к узлам волн, причем в некоторых случаях этот эффект должен значительно превосходить эффект радиационного давления.

Для коэффициента поглощения звука за счет вязких потерь Эпштейном и Кархартон [95] выведено выражение

$$\alpha_a = \frac{6\pi\nu rn}{c_s} \left(1 + \frac{1}{\beta}\right) \mu_v, \quad (3.10)$$

* В изложении вопроса об увлечении частиц колебаниями среды в «Механике аэрозолей», стр. 91, допущена неточность. При очень больших значениях отношения времени релаксации частицы к периоду колебаний τ/t_p отношение V_0/U_0 не стремится к нулю, как сказано в книге. В этом случае для вычисления V_0/U_0 следует пользоваться не приближенной формулой (3.9), а точной формулой [92].

$$\frac{V_0}{U_0} = \left(\frac{1 + 3\beta + \frac{9}{2}\beta^2 + \frac{9}{2}\beta^2 + \frac{9}{4}\beta^4}{f^2 + 3f\beta + \frac{9}{2}\beta^2 + \frac{9}{2}\beta^3 + \frac{9}{4}\beta^4} \right)^{1/2}$$

(значения f и β см. ниже), из которой следует, что при $\tau/t_p \rightarrow 0$ $V_0/U_0 = 3\gamma_g/2\gamma$. Это же выражение получается для колебаний частиц в идеальной жидкости [93].

где

$$\mu_v = \frac{V_{r0}^2}{U_0^2} = \frac{f^2}{f^2 + 3f\beta + \frac{9}{2}\beta^2 + \frac{9}{2}\beta^3 + \frac{9}{4}\beta^4} \quad (3.11)$$

— точное выражение для отношения квадратов амплитуд относительной скорости частиц и среды и скорости среды [96], c_s — скорость звука, $\beta = (2\nu/\omega)^{1/2}/r$, $f = 2\gamma/3\gamma_g$.

Для коэффициента поглощения звука, обусловленного периодическим необратимым переходом тепла от частицы к среде и обратно и соответствующим приращением энтропии и убылью свободной энергии, получено выражение

$$\alpha_a^x = \frac{4\pi\chi_a r n}{c_s} \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \mu_x \quad (3.12)$$

$$\mu_x = \frac{f^2}{f^2 + 3f\vartheta + \frac{9}{2}\vartheta^2 + \frac{9}{2}\vartheta^3 + \frac{9}{4}\vartheta^4} \quad (3.13)$$

c_p/c_v — отношение теплоемкостей газа при постоянных p и v , χ_a — коэффициент температуропроводности среды, $\vartheta = (2\chi_a/\omega)^{1/2}/r$. μ_x выражает степень выравнивания температуры частицы и среды. При больших ϑ эти температуры почти совпадают, уменьшение свободной энергии ничтожно и $\mu_x \approx 0$. При очень малых ϑ температура частицы почти не изменяется, перепад температуры и убыль свободной энергии практически достигает максимальной возможной величины и $\mu_x \approx 1$.

Аддитивность величин α_a^v и α_a^x соблюдается лишь при умеренной концентрации частиц ($n < 10^6$) и при условии $(c_p/c_v - 1) \times \omega\chi_a/c_s \ll 1$, т. е. для воздуха при $\omega \ll 4 \cdot 10^5$.

В опытах Зинка и Дельзассо [97] через аэрозоль из сферических частиц Al_2O_3 с $r = 2,5-7,5$ мк и $n \approx 3 \cdot 10^4$ пропускать звуковой импульс, состоявший из нескольких десятков синусоидальных волн. Осциллограммы с падающих и прошедших через аэрозоль волн получались на одном экране. По отношению амплитуд определялся коэффициент поглощения, по расстоянию между синусоидами — время прохождения звука через аэрозоль, а отсюда скорость звука в аэрозоле. Для расчетов частицы аэрозоля разбивались на несколько фракций, α_a^v и α_a^x рассчитывались для каждой фракции по вышеприведенным формулам и суммировались. Как видно из рис. 6, в воздухе получено очень хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных, такое же совпадение получено и в гелии. В аргоне и кислороде экспериментальные точки лежат несколько выше теоретических кривых (на 5–10%).

Для уменьшения скорости звука Δc_s , вызванной взвешенными частицами, авторы вывели формулу, применимую лишь при малых Δc_s

$$\Delta c_s = \frac{1}{2} c_s \left[\frac{M_r (1 - \mu_v)}{M_g} + \frac{R_g c_r M_r (1 - \mu_x)}{c_v M_g C_p} \right], \quad (3.14)$$

где M_r/M_g — отношение масс дисперсной фазы и среды, c_r/c_v — отношение их удельных теплоемкостей, C_p — молярная теплоемкость газа при постоянном p , R_g — газовая постоянная.

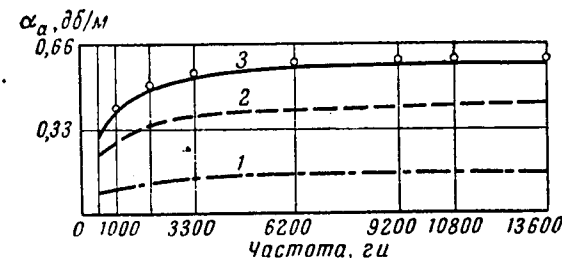


Рис. 6. Поглощение звуковых волн аэрозолем:

1. α_a^x (теор.); 2. α_a^v (теор.); 3. $\alpha_a^v + \alpha_a^x$ (теор.); \circ — опыт.

При этом правую часть формулы (3.14) следует суммировать по всем фракциям аэрозоля. Первый член в (3.14) определяет уменьшение скорости звука за счет возрастания плотности системы, второй член — за счет увеличения ее теплоемкости. Оба эти явления вызваны присутствием частиц дисперсной фазы. Для того, чтобы эти факторы сказались на скорости звука, необходимо, чтобы аэрозольные частицы в какой-то степени участвовали в колебаниях среды и поглощали и отдавали тепло. Это обстоятельство и выражается множителями μ_v и μ_x . Таким образом, эффекты поглощения звука и уменьшения его скорости являются дополнительными по отношению друг к другу. Формула (3.14) также хорошо согласуется с данными опыта.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ЧАСТИЦАМИ

Переходя к гидродинамическим силам взаимодействия между аэрозольными частицами*, остановимся сперва на простейшем случае — теории взаимодействия двух сферических частиц в стоксовском приближении. Для этого сперва находят поле течения, удовлетворяющее упрощенным уравнениям Стокса-Навье

* На рис. 23 в «Механике аэрозолей» (стр. 101) направление стрелок должно быть обратное.

(без инерционных членов) и следующим условиям: на бесконечном расстоянии от частиц скорость течения равна нулю, а у поверхности частиц совпадает со скоростью движения прилегающего участка поверхности частиц. Задача решается методом последовательных приближений: в качестве нулевого приближения принимается сумма полей течения, вызванных каждой частицей и выражаемых известными формулами для вязкого обтекания шара в стоковском приближении.

В случае параллельного движения двух одинаковых частиц нулевое приближение приводит к формуле

$$V = (F/6\pi\eta r) \left[1 + \frac{3}{4} \left(1 + \cos^2 \theta \frac{r}{\rho} \right) \right], \quad (3.15)$$

где V — скорость движения частиц, F — сила, действующая на каждую частицу, θ — угол между линией центров и направлением движения, ρ — расстояние между центрами частиц. Нулевое приближение не удовлетворяет точно условиям на поверхности частиц, но путем последовательного добавления к нему поправочных членов достигается все лучшее соблюдение этих условий. Решения получаются в функции отношения r/ρ , обычно в виде степенных рядов, причем сходимость рядов и точность решений резко падает при приближении r/ρ к 0,5, т. е. при сближении частиц на малые расстояния.

Так как поля течения линейны по отношению к скоростям сбеих частиц, то для определения сил гидродинамического взаимодействия достаточно рассчитать эти силы для двух случаев: для движения частиц вдоль линии их центров (в этом случае сила F_{\parallel} направлена, очевидно, вдоль этой же линии) и нормально к ней F_{\perp} . В важнейшем случае движения частиц в одной плоскости F_{\perp} лежит в той же плоскости и, вследствие симметричности стоковского течения при обтекании шара также направлено нормально к линии центров. В этом случае частицы должны и вращаться, причем так, что на внутренней (обращенной к другой частице) стороне этих частиц скорости поступательного и вращательного движения направлены в одну сторону, а на наружной — в разные.

В общем случае следует разложить скорости частиц на составляющие V_{\parallel} и V_{\perp} , определить силы F_{\parallel} и F_{\perp} и сложить их. Ввиду симметрии стоковского обтекания шара, при равенстве радиусов r_1, r_2 и скоростей V_1 и V_2 частиц силы взаимодействия, действующие на обе частицы, также равны как по величине, так и по направлению.

Проблемой вычисления сил гидродинамического взаимодействия между двумя сферическими частицами занимался ряд исследователей. Хокинг [98] и Факсен [99] вывели формулы (первый для F_{\parallel} и F_{\perp} , второй — только для F_{\parallel}) для общего случая $r_1 \neq r_2$,

$V_1 \neq V_2$, Смолуховский [100] — для F_{\parallel} и F_{\perp} при $r_1 \neq r_2$ и $V_1 = V_2$, Бургерс [101] — то же для $r_1 = r_2$ и $V_1 = V_2$, Стимсон и Джеффри [102] для F_{\parallel} , $r_1 = r_2$, $V_1 = V_2$.

По Бургерсу

$$F_{\parallel} = 6\pi\eta r V \left[\frac{3}{2} \frac{r}{\rho} - \left(\frac{r}{\rho} \right)^3 - \frac{15}{4} \left(\frac{r}{\rho} \right)^4 + \dots \right], \quad (3.16)$$

$$F_{\perp} = 6\pi\eta r V \left[\frac{3}{4} \frac{r}{\rho} + \frac{1}{2} \left(\frac{r}{\rho} \right)^3 + \dots \right]. \quad (3.17)$$

Из этих формул следует, что отношение скорости седиментации двух одинаковых взаимодействующих частиц и изолированной частицы равно

$$V'_S/V_S = 1 + \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta) \frac{r}{\rho} + \frac{1}{2} (1 - 3\cos^2 \theta) \left(\frac{r}{\rho} \right)^3 - \frac{15}{4} \cos^2 \theta \left(\frac{r}{\rho} \right)^4 + \dots, \quad (3.18)$$

где θ — угол между линией центров и вертикалью. Кроме того, легко видеть, что частицы оседают вертикально только при $\theta = 0$ или $\pi/2$, в противном случае их траектории наклонены к вертикали в сторону линии центров на угол ϕ , выражаемый формулой

$$\sin \phi = \frac{3}{4} \frac{r}{\rho} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 - \frac{1}{5} \left(\frac{r}{\rho} \right)^4 + \dots \right] \sin \theta \cos \theta. \quad (3.19)$$

У Смолуховского в квадратных скобках стоит выражение $[1 - 3r/2\rho]$.

В табл. 1 приведены вычисленные по различным формулам значения V'_S/V_S для оседания одинаковых сферических частиц вдоль линии их центров, а также экспериментальные данные Ивсона и др. (см. ниже). Не включена в таблицу формула Факсена, так как содержащиеся в ней степенные ряды весьма медленно сходятся при приближении r/ρ к 0,5.

Как видно из таблицы, лишь очень сложная формула Стимсон и Джеффри дает удовлетворительное совпадение с опытными данными вплоть до соприкосновения частиц, и поэтому должна быть признана наиболее точной. Следующей по точности является сравнительно простая формула Бургерса, которая поэтому здесь и приведена.

Экспериментальное исследование гидродинамического взаимодействия двух частиц при малых Re ($\sim 0,01$) было проведено Ивсоном и др. [30], измерившими скорость седиментации пластмассовых шариков с $r = 1,4-2,4$ мм в касторовом масле при углах θ от 0 до 90° в сосуде диаметром 25 см, так что влияние стенок было незначительным. Во всех случаях результаты

Таблица 1

Теоретические и экспериментальные значения V_S/V'_S при оседании двух одинаковых сферических частиц вдоль линии центров в стоксовском приближении

А в т о р	r/ρ					
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
Стимсон и Джеффри	1,0	0,870	0,776	0,712	0,677	0,645 *
Смолуховский (полная формула)	1,0	0,872	0,790	0,752	0,760	0,813
Смолуховский (упрощенная формула [103])	1,0	0,870	0,770	0,690	0,625	0,571
Бургерс	1,0	0,870	0,778	0,718	0,695	0,718
Хоккинг	1,0	0,871	0,777	0,710	0,637	0,260
Экспериментальные данные	1,0	0,900	0,800	0,730	0,686	0,655

* Это значение получено Факсеном [81] из формулы Стимсон и Джеффри путем простого математического приема.

опытов были аналогичны приведенным в табл. 1 и относящимся к случаю $\theta = 0$: при малых r/ρ отношение V_S/V'_S было несколько выше теоретического, а при сближении шариков это расхождение уменьшалось. Из того факта, что оба шарика двигались с совершенно одинаковой скоростью, следует, что режим течения был действительно стоксовским. Угол наклона траекторий к вертикали хорошо согласовался с расчетами Смолуховского (см. выше). Удивительно, что авторы не обнаружили вращения частиц. Причина небольших расхождений между теорией и опытом при малых r/ρ , где теоретические расчеты довольно точны, неизвестна.

В аналогичной работе Хаппеля и Пфеффера [104] исследовался только случай $\theta = 0$ при $Re = 0,008-0,03$. Было получено очень хорошее согласие с формулой Стимсон и Джеффри во всем изученном интервале значений r/ρ от 0,09 до 0,5.

В. Пшеная-Северин [105] разобрал вопрос о гидродинамическом взаимодействии между оседающими по одной прямой ($\theta = 0$) частицами разной величины. В этом случае в стоксовском приближении

$$V'_{S1} \approx V_{S1} + \frac{3r_2}{2\rho} V_{S2}; \quad V'_{S2} \approx V_{S2} + \frac{3r_1}{2\rho} V_{S1}. \quad (3.20)$$

Если индекс 1 относится к движущейся впереди частице и $r_2 > r_1$, т. е. вторая частица нагоняет первую, то, как видно из формул (3.20), гидродинамическое взаимодействие уменьшает

скорость сближения частиц. Еще сильнее этот эффект при малых расстояниях между частицами, когда формулы (3.20) уже неприменимы.

Тот же автор [106] исследовал эту задачу методом Стимсон и Джеффри. Из приведенной им таблицы видно, например, что скорости седиментации в воздухе водяных капелек с $r_1 = 4$ мк и $r_2 = 6$ мк (для которых $V_{S1} = 0,20$ и $V_{S2} = 0,46$ см/сек) при их сближении на расстояние $\rho = 16$ мк равны 0,49 и 0,53 см/сек.

Следует подчеркнуть, что расчет гидродинамического взаимодействия в стоксовском приближении допустим лишь при условии $\beta = V\rho/\eta \ll 1$. Заметные отклонения могут начаться, когда еще соблюдается условие $Vr/\eta = Re \ll 1$, т. е. еще применима формула Стокса для движения одной частицы. Ошибка достигает, по вычислениям В. Пшеная-Северина, 9% при $\beta = 0,2$ и 21% при $\beta = 0,5$.

Переходя к теории гидродинамического взаимодействия в осееновском приближении, приведем прежде всего выведенные самим Осееном [107] формулы для сил, действующих на две сферические частицы с радиусами r_1 и r_2 , движущиеся в одинаковом направлении (по оси x) с одинаковой скоростью V_S , причем первая частица движется впереди. На нее, кроме обычной стоксовской силы $-6\pi\eta r_1 V_S$, действует в направлении движения сила *

$$F_x^{(1)} = \frac{9\pi r_1 r_2 \eta V_S}{2\rho} \exp\left[-\frac{V_S(\rho + x_1 - x_2)}{2v}\right], \quad (3.21)$$

где x_1 и x_2 — координаты частиц, и вдоль линии центров сила

$$F_\rho^{(1)} = \frac{9\pi r_1 r_2 \eta v}{\rho^2} \left\{ 1 - \left(1 + \frac{V_S \rho}{2v} \right) \exp\left[-\frac{V_S}{2v}(\rho + x_1 - x_2)\right] \right\}. \quad (3.22)$$

Силы, действующие на вторую частицу, получаются отсюда перестановкой индексов. Силы $F_x^{(1)}$ и $F_x^{(2)}$ направлены в сторону движения, как и в стоксовском приближении. Сила $F_\rho^{(1)}$ направлена в сторону от второй частицы, т. е. является силой отталкивания. Сила $F_\rho^{(2)}$ при малых углах θ , например, при движении по одной прямой, направлена к первой частице, а при больших θ , например, при движении одним фронтом — в обратную сторону (отталкивание).

При $r_1 = r_2$ и движении по одной прямой ($x_1 - x_2 = \rho$)

$$F^{(1)} = F_x^{(1)} + F_\rho^{(1)} = \frac{9\pi\eta v r^2}{\rho^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{V_S \rho}{v}\right) \right] = \frac{9\pi\eta^2 V_S}{\rho} \frac{1 - e^{-\beta}}{\beta} \quad (3.23)$$

* В книге автора «Механика аэрозолей», стр. 100, приведена лишь формула (3.22) и пропущены силы, выражающиеся формулой (3.21).

$$F^{(2)} = F_x^{(2)} + F_p^{(2)} = \frac{9\pi\eta^2 V_s}{\rho}, \quad (3.24)$$

где $\beta = \rho V_s / v$. Так как $(1 - e^{-\beta})/\beta < 1$, то первая частица движется медленнее второй. Отношение скорости их сближения к V_s равно

$$\vartheta = \frac{3}{2} \frac{r}{\rho} \left[1 - \frac{1 - \exp(-\beta)}{\beta} \right]$$

(при этом мы предполагаем, что движение частиц квазистационарно, т. е. полностью определяется силами, действующими на них в данный момент). В случае водяных капель с $r = 30 \mu\text{м}$ $\vartheta = 0,056$ при $r/\rho = 0,05$; $0,086$ при $r/\rho = 0,1$ и $0,112$ при $r/\rho = 0,2$.

Таким образом, в осееновском приближении седиментирующие частицы одинакового размера сближаются довольно быстро. Причина этого — несимметричность осееновского поля обтекания шара: вызванная движущейся частицей скорость течения сзади от частицы убывает с расстоянием гораздо медленнее, чем спереди от частицы (рис. 45, см. стр. 111). При седиментации частиц разной величины по одной прямой, при $r_2 > r_1$, т. е. когда вторая частица нагоняет первую, осееновские гидродинамические силы, в отличие от стоксовских, также заметно увеличивают, по расчетам В. Пшеная-Северина, скорость сближения частиц. Более подробно этот вопрос рассмотрен в связи с теорией гравитационной коагуляции в главе 7.

В. Пшеная-Северин [108] рассмотрено также влияние вязкости на гидродинамическое взаимодействие частиц одинаковой величины в звуковом поле. Автор рассчитал скорость сближения частиц в осееновском приближении тем же методом, что для равномерного движения частиц, но с учетом специфики колебательных движений: так, принималось, что гидродинамическое сближение частиц происходит лишь при относительной скорости частиц и среды, соответствующей $Re > 1$. Показано, что при амплитуде скорости колебаний газовой среды $U_0 = 4-10 \text{ м/сек}$, т. е. при плотности звуковой энергии $50-200 \text{ эрг/см}^3$ время сближения частиц с $r = 1-15 \mu\text{м}$ от $\rho = 100r$ до $10r$ при благоприятных соотношениях между периодом колебаний t_p и временем релаксации частиц τ составляет доли секунды, т. е. этот эффект может играть большую роль при звуковой коагуляции аэрозолей. Максимальный эффект достигается при t_p от 4 до 8 τ . Следует заметить, что эти расчеты применимы, очевидно, лишь при условии, что период колебаний значительно превышает время, необходимое для того, чтобы возмущенное одной частицей течение достигло другой частицы, или, что то же самое, чтобы амплитуда колебаний была значительно больше

расстояния между частицами. С другой стороны, заметный эффект возможен лишь при $\tau/t_p > 0,1$, т. е. при неполном увлечении частиц звуковыми волнами. Из таблицы значений τ [109] видно, что при $U_0 = 4-10 \text{ м/сек}$, интервал значений t_p , для которых соблюдаются оба неравенства (полагая $\rho = 100r$) довольно узок при $r = 1 \mu\text{м}$, но значительно расширяется при переходе к $r = 10 \mu\text{м}$.

Из экспериментальных работ в этой области укажем на опыты Дерра [110], в которых определялась сила взаимодействия между двумя полыми стеклянными шариками с $r = 2,8-4,4 \text{ мм}$, подвешенными в пучности стоячей звуковой волны частотой 525 гц на стеклянных нитях. Собственная частота колебаний подвешенных шариков была 1 гц , и вынужденных колебаний они практически не совершали. При изменении амплитуды скорости колебаний от 0 до 35 см/сек сила была строго пропорциональна U_0^2 , в согласии с теорией. При угле θ между направлением колебаний и линией центров, равном $\pi/2$, абсолютная величина силы выражалась при $\rho/r \gg 3$ теоретической формулой

$$F = \frac{3\pi\gamma_g r_1^3 r_2^3 V_{r0}^2}{2\rho^4} \left(\frac{3}{2} \cos \theta + \frac{1}{2} \right), \quad (3.25)$$

где V_{r0} — амплитуда относительного колебания частицы и среды, но по мере сближения шариков сила возрастала значительно скорее, чем по этой формуле. В случае $\theta = 0$ совпадение было, по-видимому, более полным, но ясных данных по этому вопросу в статье Дерра не имеется.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ

Переходим к электростатическому рассеянию аэрозолей. В полидисперсном аэрозоле с неодинаковыми зарядами частиц для каждой фракции можно записать

$$-\frac{dn_i}{dt} = 4\pi B_i q_i n_i \sum_j n_j q_j = 4\pi B_i q_i n_i \bar{q}, \quad (3.26)$$

где \bar{q} — средний заряд частиц. Решение системы нелинейных дифференциальных уравнений (3.26) весьма трудно и никем еще не предпринималось. Для изменения суммарной концентрации частиц $n = \sum_i n_i$ мы имеем

$$-\frac{dn}{dt} = 4\pi n \bar{q} \sum_i B_i q_i n_i = 4\pi n^2 \bar{q} B \bar{q}. \quad (3.27)$$

Интегрирование этого уравнения невозможно, так] как \bar{q} и \bar{Bq} суть функции времени, для определения которых нужно проинтегрировать всю систему (3.26). Лишь в том случае, если электрические подвижности $B_i q_i$ всех частиц более или менее одинаковы и, следовательно, \bar{q} и \bar{Bq} не изменяются при рассеянии, к аэрозолю можно применить уравнение

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = 4\pi\bar{q}\bar{B}qt \approx 4\pi\bar{q}^2\bar{B}t, \quad (3.28)$$

которое мы представим в виде

$$n = \frac{n_0}{1 + \beta t}, \quad (3.29)$$

где $\beta = 4\pi\bar{q}^2\bar{B}n_0$.

При пропускании изодисперсного униполярно заряженного аэрозоля с одинаковыми зарядами на частицах через заземленную трубку радиусом R и длиной x со средней скоростью \bar{U} концентрация выходящего из трубки аэрозоля как при ламинарном, так и при турбулентном течении равна, согласно уравнению (3.29),

$$n = \frac{n_0}{1 + \beta x/\bar{U}}. \quad (3.30)$$

Таким образом, общая масса частиц, осевших за 1 сек. на стенках трубки благодаря электростатическому рассеянию, равна

$$\Phi_x = \pi R^2 \bar{U} (n_0 - n) m = \frac{\pi R^2 \beta^2 x n_0 m}{1 + \beta x/\bar{U}} = \frac{\pi R^2 \beta x c_0}{1 + \beta x/\bar{U}}, \quad (3.31)$$

где m — масса частицы, c_0 — начальная весовая концентрация аэрозоля.

При этом через трубку проходит электрический ток силой

$$I_x = q\Phi_x/m. \quad (3.32)$$

Формулу (3.31) можно представить в виде

$$x = \pi R^2 c_0 \bar{U} x / \Phi_x - \bar{U} / \beta. \quad (3.33)$$

Фостер [111] пропускал через трубку, состоящую из ряда изолированных секций, туман, полученный термическим разложением древесины и заряженный с помощью коронного разряда. Определялась масса осадка в каждой секции и сила проходящего через нее тока, отсюда вычислялись Φ_x и I_x в функции x . В координатах $(x, x/\Phi_x)$ получились в согласии с формулой (3.33) линейные графики, по которым определялись c_0 и β . Измерена была также плотность капелек тумана. Так как c_0 ,

β и I_x — известные функции трех неизвестных величин n_0 , t и q , то они могли быть вычислены из этих опытов. Для r получены значения в пределах 0,075—0,144 мк, для q в зависимости от интенсивности зарядки, 6—32 е (е — элементарный заряд), причем величина q мало отражалась на значении r . Из этого удивительного совпадения экспериментальных данных с теоретическими следует, что туман был сравнительно изодисперсным, а заряды частиц мало различались.

В работе Дрозина и Ламера [112] довольно монодисперсные аэрозоли стеариновой кислоты с $r = 0,3$ —1,0 мк заряжались униполярно коронным разрядом и определялся средний заряд частиц в функции их радиуса. При этом, в согласии с литературными данными, электрическая подвижность частиц возрастала с увеличением r . Заряженный аэрозоль вводился в широкий плоский горизонтальный конденсатор и осаждался под действием поля на нижней обкладке конденсатора. Заряд, сообщенный обкладке в единицу времени, измерялся непрерывно до полного осаждения аэрозоля и по полученной кривой рассчитывалось распределение размеров частиц. Определенные таким образом значения r совпали с измеренными по Тинадалевым спектрам высшего порядка.

По мнению авторов работы, подвижность частиц указанного выше размера следует вычислять по простой формуле Стокса без всяких поправок. В оправдание этого удивительного, противоречащего и теории, и обширным экспериментальным данным мнения, Дрозин и Ламер ссылаются на недоступные для автора обзора экспериментальные результаты, полученные в их лаборатории. С другой стороны, они не учли электростатического рассеяния. Из рис. 4 их статьи можно оценить величину начального объемного заряда аэрозоля в одном из опытов $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ эл. ст. ед./см³. Отсюда следует, что в момент пуска аэрозоля в конденсатор вызванное объемными зарядами электрическое поле у верхней и нижней границы аэрозоля имело напряженность $\sim 0,03$ эл. ст. ед., т. е. было одного порядка с внешним полем (0,055 эл. ст. ед.). Поэтому заряд, сообщаемый обкладке в единицу времени, в начале опыта был заметно больше, чем в отсутствие объемного заряда, но время полного осаждения аэрозоля должно было возрасти (на что и указано в статье). Возможно, что для компенсации возникшей таким образом ошибки авторам пришлось отбросить поправки к формуле Стокса. Кроме того, вряд ли в сравнительно объемистом конденсаторе, в котором проводились эти опыты, можно было полностью устранить конвекцию.

Униполярно заряженные аэрозоли, помимо медицины, вероятно, найдут применение при обработке инсектицидными

препаратами закрытых помещений, садов и т. д., так как, в отличие от незаряженных аэрозолей, они осаждаются в значительных количествах на стенках и потолке помещений (А. Китаев [113]) и на нижней поверхности листьев (Гелих [114]) и гораздо полнее осаждаются при продувании через листву деревьев [114]. Кроме того, униполярно заряженные аэрозоли — dustы дают по Гелиху более равномерные, менее агрегированные осадки, очевидно, вследствие взаимного отталкивания частиц, и сильнее прилипают к листьям (см. стр. 123).

Электростатическое рассеяние эффектно демонстрируется на свободных струях аэрозолей: при униполярной зарядке струи заметно расширяются [114].

Глава 4

КРИВОЛИНЕЙНОЕ ДВИЖЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

ГИДРОДИНАМИКА АЭРОЗОЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Важные для механики аэрозолей выводы можно получить, рассматривая движение изодисперсной системы частиц с учетом их инерции, как течение гипотетической сжимаемой жидкости, плотность которой равна концентрации частиц (Робинзон [115]). Автор ограничился случаем потенциального течения среды и пропорциональности сопротивления среды относительной скорости и доказал следующую теорему: если течение аэрозольной жидкости в некоторый момент потенциально (например, на очень большом расстоянии от обтекаемого тела, где скорости частиц и среды совпадают), то оно и останется потенциальным. Отсюда следует, в частности, что траектории частиц не могут пересекаться. Эта теорема верна лишь в том случае, если действующие на частицы внешние силы также обладают потенциалом.

Применив оператор div к основному уравнению движения частиц

$$\frac{DV}{Dt} = -\frac{1}{\tau}(V - U) + F, \quad (4.1)$$

где V и U — векторы скорости частицы и среды, F — вектор внешней силы, DV полный дифференциал скорости элемента аэрозольной жидкости, Робинзон доказал, что $\text{div } V \leq 0$, т. е., что концентрация аэрозоля может только возрастать при его движении. В правильности этого вывода можно убедиться, рассматривая трубку тока с постоянным поперечным сечением, в одном месте изогнутую. В зоне изгиба у внутреннего контура трубки радиус кривизны меньше, а скорость течения и, следовательно, центробежная сила по свойствам потенциального течения больше, чем у наружного контура. Поэтому трубка тока аэрозольной жидкости сдвинется по отношению к трубке тока

среды и одновременно сузится, т. е. концентрация в ней возрастает. Заметим, что при вращении аэрозоля, как одного целого, т. е. при вихревом течении концентрации аэрозоля будет, напротив, уменьшаться.

Л. Левиным [116] доказано, что при соленоидальности внешних сил ($\text{div } \mathbf{F} = 0$), например, в случае силы тяжести и в отсутствие инерции ($\tau = 0$) концентрация аэрозоля вдоль траектории частиц постоянна. При $\tau \neq 0$ и постоянной \mathbf{F} концентрация текущего аэрозоля может оставаться постоянной только при условии $U = \text{const}$, т. е. в однородном поле течения, в противном случае концентрация должна изменяться, т. е., как мы видели выше, возрастать. Так как в отсутствие инерции и при $\mathbf{F} = \text{const}$ концентрация не меняется (мы считаем среду несжимаемой), то отсюда следует, что возрастание концентрации должно увеличиваться с ростом τ (по крайней мере, при не очень больших τ^*) и, таким образом, дисперсный состав текущего полидисперсного аэрозоля должен изменяться, иными словами, должна происходить сегрегация частиц с разными τ .

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В ПОПЕРЕЧНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Осцилляционный метод определения размера и заряда частиц [117] в его оригинальной форме неприменим к определению размера частиц с $r < 0,5 \text{ мк}$, так как скорость их седиментации мала, а броуновское движение интенсивно, однако, применяя сильное электрическое поле, можно довольно точно определить амплитуду колебаний частиц с r до $0,15 \text{ мк}$, а перезаряжая, измерить их заряд, а следовательно, и размер (Е. Гладкова, Г. Натансон, [118]). Этот метод особенно удобен при работе с сравнительно изодисперсными аэрозолями, так как в этом случае можно обойтись без перезарядки.

Переходя к осаждению аэрозолей из ламинарного потока, заметим прежде всего, что прямолинейность ламинарного течения в прямых трубках нарушается значительно раньше критического значения Re_f . В гладких круглых трубках окрашенная струйка, по наблюдениям Пренгле и Ротфуса [119], начинает изгибаться у оси трубки уже при $Re_f = 1220$, по мере увеличения Re_f это нарушение прямолинейности распространяется к стенкам и достигает их при $Re_f = 2000$.

Дифференциальный метод определения электрической подвижности частиц [120] был осуществлен Джилеспи и Ленгстромом [121]. Через плоский конденсатор пропускался сверху вниз

* При очень больших τ в приведенном выше примере частицы в трубке тока будут двигаться прямолинейно и равномерно и концентрация их не изменится.

ламинарный поток воздуха, в середине которого двигалась изокINETически впущенная тонкая струйка аэрозоля. Хинкле и др. [122] пропускали такую же струйку между цилиндрическими электродами и фотографировали ее при боковом освещении. Струя незаряженного аэрозоля сохраняла при этом свою ширину, в случае заряженных частиц струйка расширялась (рис. 7), и по распределению оптической плотности в поперечном сечении струйки можно было грубо определить распределение электрических подвижностей частиц.

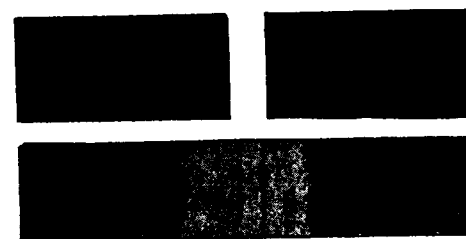


Рис. 7. Расширение струи заряженного аэрозоля в электрическом поле.
Сверху — незаряженный аэрозоль.

В работе Йошикава и др. [123] аэрозоль с $r = 0,5-10 \text{ мк}$ вводился в широкую металлическую трубку через слой параллельных узких пластмассовых провололок, создававших течение с постоянной скоростью по всему сечению трубки, по оси которой был натянут коронирующий провод. За проводом по оси трубки был расположен узкий металлический цилиндр, служивший внутренним электродом цилиндрического конденсатора. Так как частицы, двигавшиеся вблизи коронирующего провода, получали более высокий заряд, но их путь до наружного электрода был длиннее, то, подбирая напряжение и все размеры прибора, удалось сфокусировать частицы одинакового размера в одном сечении наружного электрода. Вследствие того, что заряды, получаемые частицами в коронном разряде, пропорциональны r в степени > 1 , частицы располагались в осадке в порядке убывания размера.

Для нахождения зависимости между средним зарядом и подвижностью частиц в амикроскопических аэрозолях Нолен и Коннор [124] параллельно с вольтамперными характеристиками (I, U), получаемыми при пропускании аэрозолей через конденсатор, определяли при помощи счетчика ядер конденсации кривые (n, U), где n — число частиц, осевших в конденсаторе при напряжении U из каждого кубического сантиметра аэрозоля, и отсюда вычисляли число частиц с подвижностями от u_L до ∞ .

Все частицы разбивались затем на несколько фракций по их подвижностям и для каждой фракции вычислялся суммарный заряд и число частиц, а отсюда — средний заряд частиц. К этой работе мы еще вернемся на стр. 78.

АЭРОЗОЛЬНЫЕ ЦЕНТРИФУГИ И ЦИКЛОНЫ

При исследовании аэрозолей центрифуги имеют важное преимущество перед приборами циклонного типа: малую скорость течения аэрозоля в роторе и, как следствие, отсутствие турбулентности и сдувания осадка воздушным потоком.

Центрифуга Геца [125] сходна с конифугой [26], но аэрозоль течет по спиральному каналу с прямоугольным сечением, расположенному по периферии цилиндрического ротора центрифуги. Таким образом, в этой центрифуге, в отличие от конифуги, аэрозольные частицы сразу подвергаются действию максимальной центробежной силы и вызванные этим обстоятельствами более крупных частиц по длине осадка. Кроме того, как видно из статьи Геца, при входе в канал аэрозоль заполняет все его сечение, и место осаждения частиц зависит не только от их размера, но и от начального положения при входе в канал, т. е. разделение частиц разной величины происходит несовершенно.

В теории циклона обычно пренебрегают направленной к оси составляющей U_p скорости течения газа в циклоне. По Фейфелю [126] и Барту [127], в циклоне осаждаются только те частицы, радиальная скорость которых под действием центробежной силы больше U_p на всем их пути к стенке, и этим определяется предельный размер осаждающихся в циклоне частиц. Таким образом, по мнению этих авторов, циклон должен работать, как сепаратор. В действительности, как показывают опыты, сепарирующее действие циклона весьма несовершенно.

Зольбах [128] измерил U_p в разных точках прямооточного циклона и вычислил траектории и эффективность осаждения частиц разной величины с учетом радиального стока. Измерения автора с пылями из глины с $r = 1-6$ мк дали удовлетворительное согласие с вычислениями.

В. Маслов и Ю. Маршак [129] исследовали осаждение фракций порошка $K_2Cr_2O_7$ с $r = 3,5-12,5$ мк в вертикальном прямооточном циклоне, стенки которого были смазаны вазелином. Радиус циклона R варьировал от 2,5 до 20 см, входная (тангенциальная) скорость составляла от 2 до 21 м/сек, ширина подводящей трубы $h = 0,4 R$. Течение в этих опытах было автомодельным. Опытные значения \mathcal{E} в функции числа Stk ложатся на одну кривую (рис. 8), форма которой зависит только от отношения длины L и радиуса R циклона.

Вальтер [130] работал с очень узкими ($R = 0,75-1,4$ см) и длинными ($L = 16-20$ см) циклонами с очень короткой выходной трубкой. \mathcal{E} вначале возрастала со скоростью течения, достигала максимума и далее уже не изменялась. Возрастание \mathcal{E} с ростом размера и концентрации частиц и с убыванием R было гораздо сильнее, чем у других авторов. Так, в одном опыте при $R = 0,75$ см и концентрациях пыли 10, 100 и 500 мг/м³ \mathcal{E} равнялась 0,8; 0,99 и 0,998. При $R = 0,95$ см и при $r = 0,25, 0,30$ и 0,35 мк \mathcal{E} равнялась 0,6; 0,987 и 0,999. Таких высоких эффективностей в циклоне не получал еще никто. Трудно также понять высокое сепарирующее действие циклонов в этих опытах, противоречащее и теории, и данным других авторов (см. рис. 9 [131]). Иначе обстоит, по-видимому, дело со специально сконструированными для сепарации пыли аппаратами (Микроплекс), представляющими собой очень низкий циклон с плоскими верхним и нижним днищами, высота которого равна высоте подводящей трубы (Румпф [130]). Газ движется в аппарате по плоской спирали и выходит через отверстие в центре одного из днищ. Для уничтожения пристенных возмущений днища вращаются примерно с той же скоростью, что и газ. Через аппарат могут пройти только те частицы, скорость движения которых под действием центробежной силы у оси аппарата меньше U . Сепарирующий эффект таких аппаратов значительно выше, чем сепарирующий эффект циклонов (рис. 9).

Даниэлс [132] исследовал эффективность прямооточных циклонов с $R = 2,5$ см и $L = 25$ см на фракционированной кварцевой пыли и нашел, что \mathcal{E} весьма медленно возрастает с увеличением r : при скорости течения 20 л/сек от 0,72 при $r = 10$ мк

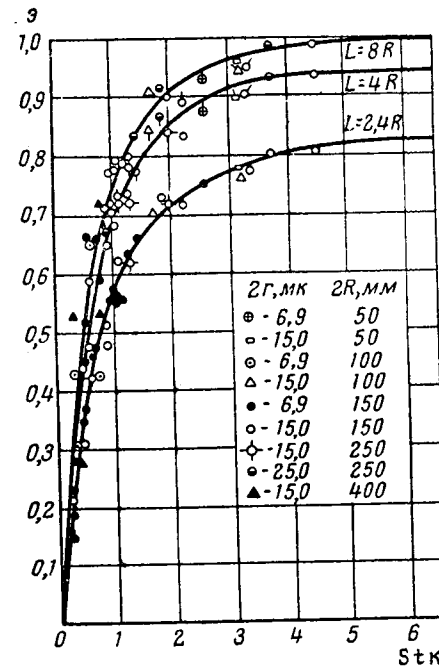


Рис. 8. Осаждение хромпиковой пыли в прямооточном циклоне.

до 0,83 при $r = 60$ мк, а при больших скоростях \mathcal{E} начинает даже убывать при $r > 25$ мк. Специальными опытами автор показал, что крупные частицы кварца отскакивают от стенок (см. стр. 122) и при этом срывают более мелкие частицы. Поэтому, при смачивании стенок водой \mathcal{E} достигает 1 уже при $r \geq 12$ мк. По опытам Стерманда [133], увлажнение стенок циклона значительно

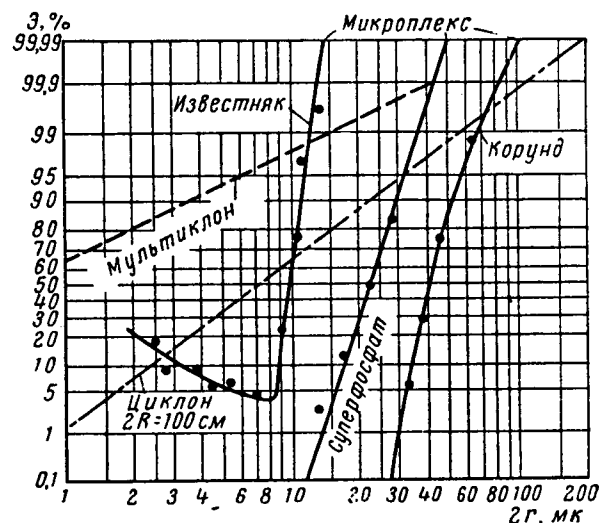


Рис. 9. Эффективность циклонов и аппаратов «микроплекс» в функции размеров частиц.

повышает \mathcal{E} для частиц всех исследованных им размеров ($r = 1-25$ мк).

Яффе и др. [134] предложили для дисперсионного анализа аэрозолей прибор циклонного типа, состоящий из спиралевидного канала с прямоугольным сечением. Высота сечения постепенно уменьшается, скорость течения и центробежная сила возрастают к оси спирали, у которой имеется боковое отверстие для выпуска газа. Основной недостаток приборов этого типа — вызванное большой скоростью течения сдувание осадка и разрыв агрегатов в пограничном слое. Аэрозольные центрифуги, как уже говорилось, свободны от этого недостатка.

ЖАЛЮЗИЙНЫЕ ПЫЛЕОТДЕЛИТЕЛИ

Механизм работы жалюзийных пылеотделителей исследован Смитом и Гоглиа [135], работавшими с очень твердой алундовой пылью. Пропуская через пылеотделитель очень тонкую

фракцию пыли и наблюдая ее при боковом освещении, авторы определили поле течения в аппарате (рис. 10), а затем перешли к крупным частицам. Как видно из рис. 11, частицы, отскакивающие как упругие тела (А), не проходят через жалюзи, а медленно отскакивающие (В) или движущиеся под большим углом

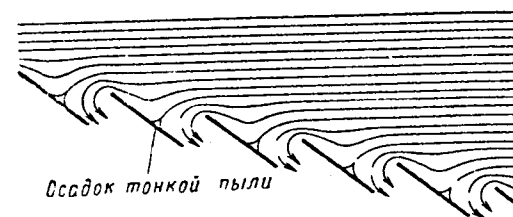


Рис. 10. Поле течения в жалюзийном пылеотделителе.

к линии жалюзей (С) частицы увлекаются током воздуха через жалюзи. Эффективность пылеотделителя весьма низка при $r = 10$ мк, но быстро растет с увеличением r и достигает 0,95—0,97 при $r = 20$ мк. Для менее упругих частиц, агрегатов и т. д. эффективность аппарата должна быть, впрочем, значительно ниже (см. стр. 122).

ЗАБОР ПРОБ АЭРОЗОЛЕЙ

Переходим к вопросу о заборе проб аэрозолей. Л. Левин [116] рассчитал эффективность забора пробы из равномерного потока аэрозоля в точечный сток (т. е. очень узкое отверстие) с учетом инерции и седиментации частиц и получил формулу

$$\mathcal{E} = n/n_0 = 1 - 0,8k + 0,08k^2 + \dots \quad (4.2)$$

$$k = \left(\frac{4\pi}{\Phi}\right)^{1/2} \tau (|U_0 + V_s|)^{1/2}, \quad (4.3)$$

где n_0 и n — концентрация исходного аэрозоля и отобранной пробы, τ — время релаксации частиц, Φ — объем засасываемого

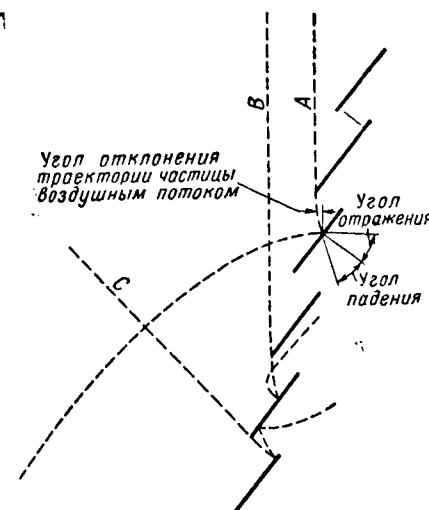


Рис. 11. Траектории алундовых частиц в жалюзийном пылеотделителе.

в 1 сек. аэрозоля, U_0 — скорость невозмущенного потока, V_s — скорость оседания частиц. Точность формулы (4.2) убывает с ростом k ; она равна $\sim 1\%$ при $k = 0,25$ и $\sim 2,5\%$ при $k = 0,5$. Формула применима и при конечном размере отверстия при условии, что средняя скорость течения в отверстии $\bar{U} \gg 4U_0$.

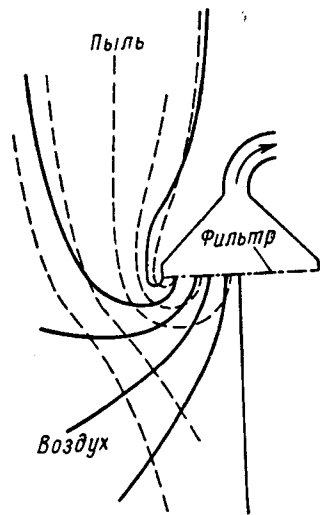


Рис. 12. Забор пробы аэрозоля через опрокинутую воронку с фильтром.

Случай возрастания концентрации в пробе не мог встретиться в этой теории, так как скорость течения в бесконечно узком отверстии во всяком случае больше U_0 . Как показывают формулы (4.2) и (4.3), для уменьшения концентрации в пробе необходимо помимо инерции частиц наличие движения частиц в невозмущенном аэрозоле, т. е. либо течение аэрозоля (U_0), либо оседание частиц под действием внешней силы (V_s). Далее из этих формул следует, что для получения правильных проб при высоких скоростях течения аэрозоля и крупных частицах необходимо применять большие скорости засоса, и что средний размер частиц в пробе меньше, чем в исходном аэрозоле.

В случае забора пробы в бесконечно узкую плоскую щель по-

лучается формула, применимая при $\bar{U} \gg \pi U_0$

$$\mathcal{E} = 1 - 0,451 k + 0,148 k^2 + \dots, \quad (4.4)$$

где

$$k = \frac{2\pi\tau}{\Phi'} (|U_0 + V_s|)^2, \quad (4.5)$$

а Φ' — скорость засоса на единицу длины щели.

Уолтоном [136] рассмотрен забор пробы из аэрозоля, медленно движущегося в горизонтальном направлении, через опрокинутую воронку радиусом R (рис. 12) с фильтром, создающим равномерную скорость течения U у входа в воронку. Инерцией частиц автор пренебрег. Согласно установленным им ранее [137] правилам, число засосанных в фильтр за 1 сек. частиц равно $\pi R^2 n (U - V_s)$, а эффективность забора $\mathcal{E} = 1 - V_s/U$. При этом осадок на фильтре должен быть совершенно равномерным, что подтверждается опытом. Все это верно лишь при очень малой высоте воронки, в противном случае эта простая картина усложняется

вследствие осаждения частиц на стенках воронки, входных эффектов и т. д.

На рис. 13 и 14, взятых из статьи Уотсона [138], приведены результаты опытов ряда авторов по отбору проб: на рис. 13

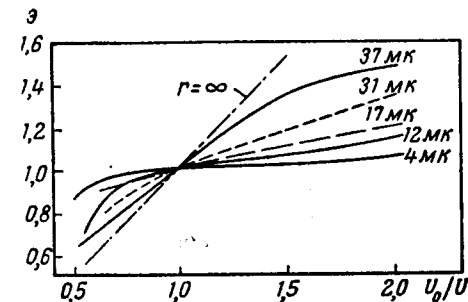


Рис. 13. Зависимость эффективности забора пробы от отношения скорости течения вне (U_0) и внутри (U) трубки.

зависимость эффективности забора пробы через трубку, расположенную параллельно течению, от отношения скоростей течения вне и внутри трубки, на рис. 14 — зависимость \mathcal{E} от наклона трубки к направлению потока. На кривых указаны диаметры частиц.

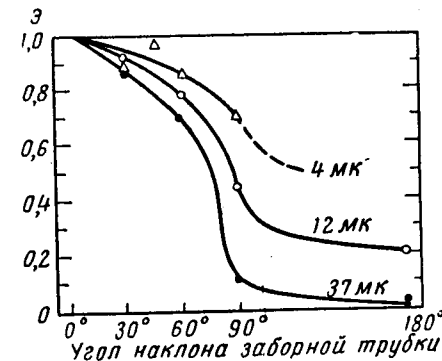


Рис. 14. Зависимость эффективности забора пробы от наклона трубки к направлению потока ($U_0/U = 1$).

Если аэрозоль с концентрацией n_0 , текущий со скоростью U_0 , засасывается со скоростью U в заборную трубку с радиусом R и с бесконечно тонкими стенками, расположенную параллельно потоку, то входящие в трубку линии тока газа на достаточно

большом расстоянии от нее ограничиваются цилиндрической поверхностью с радиусом R_0 таким, что $\pi R^2 U = \pi R_0^2 U_0$. Если $U < U_0$, $R > R_0$, т. е. линии тока расходятся при приближении к трубке, то поток частиц внутри указанной поверхности, равный $\pi R_0^2 n_0 U_0$, целиком войдет в заборную трубку. Из кольцеобразного пространства, ограниченного цилиндрами с радиусами R_0 и R , все линии тока проходят вне заборной трубки, из

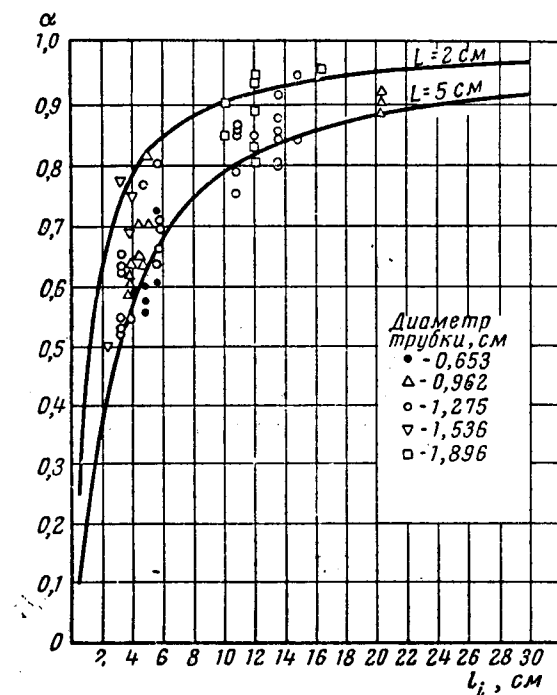


Рис. 15. Зависимость параметра α при заборе пробы от инерционного пробега частиц.

находившихся же в этом пространстве частиц некоторая доля α войдет в трубку благодаря инерции. Поток этих частиц равен $\pi (R^2 - R_0^2) n_0 U_0$. Сумма этих двух потоков равна потоку внутри трубки $\pi R^2 n U$, где n — концентрация аэрозоля внутри трубки. Отсюда следует, что

$$\frac{n}{n_0} = 1 - \alpha + \frac{\alpha U_0}{U}. \quad (4.6)$$

В случае $U > U_0$ в этом уравнении знак α следует изменить на обратный. Величина α изменяется от ~ 0 для очень мелких

до ~ 1 для очень крупных частиц и зависит, конечно, от вида поля течения у входа в трубку. При помощи довольно грубых расчетов Бадзиох [139] пришел к формуле

$$\alpha = (1 - e^{-L/l_i}) \frac{l_i}{L}, \quad (4.7)$$

в которой l_i — инерционный пробег частицы, L — расстояние

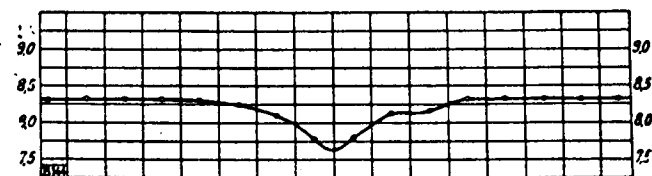


Рис. 16. Поле течения при изокINETическом заборе пробы через трубку с толстыми стенками.

Внизу скорость течения по оси трубки, м/сек

от трубки, на котором начинается заметное расширение (или сужение) линий тока (т. е. не очень определенной величина). l_i автор вычисляет не по формуле (3.7), а по формуле Стокса, что в данном случае ($Re = 6-17$) приводит к заметным ошибкам.

На рис. 15 приведены результаты опытов Бадзиоха в аэродинамической трубе с сферическими частицами цинка и округлыми — силикатного катализатора ($\gamma = 1,4$) с средними се-

диментационными радиусами $r_s = 10-15$ мк. Как видно из графика, экспериментальные точки заключены между двумя кривыми (4.7) с значениями L 2 и 5 см. Большой разброс экспериментальных точек неудивителен при тех значительных интервалах величин U_0 (8—24 м/сек) и U_0/U (0,25—4,1), в которых проводились опыты. Соображения автора о зависимости L от R слабо обоснованы, не подтверждаются опытом, и поэтому здесь не приводятся. Полуэмпирический метод определения зависимости между α и $l/R = Stk$ предложен Уотсоном [137].

Вальтер [140] измерил поле течения при заборе пробы через трубку с толстыми стенками (рис. 16). Мы видим, что даже при изокINETическом заборе перед входом в трубку образуется зона застоя с пониженной скоростью, линии тока здесь сильно искривлены, при повышении же скорости засоса линии тока заметно выпрямляются. В согласии с этими данными при изокINETическом заборе пыли по Вальтеру получаются весьма непостоянные и заниженные (до 50%) значения концентрации, при повышении же скорости засоса (даже в несколько раз) получаются постоянные и более или менее правильные результаты в полном противоречии с данными рис. 13.

Деннис и др. [141] исследовали работу заборных трубок нулевого типа, в которых изокINETичность контролируется по равенству статических давлений внутри и вне заборной трубки. Оказалось, что при соблюдении этого условия концентрация пыли в трубке занижена и для получения правильных результатов нужно, чтобы внешнее давление было больше внутреннего, т. е. следует увеличить скорость засоса, причем тем больше, чем больше скорость течения вне трубки. Однако по Деннису это объясняется не неверностью принципа изокINETического забора, а потерей давления в трубке вследствие трения и завихрений.

Таким образом, окончательно проблема забора пробы аэрозолей из потока еще не разрешена. Главную трудность в решении этого вопроса, по-видимому, составляет точное определение истинной концентрации в потоке грубодисперсного аэрозоля.

ЩЕЛЕВЫЕ ПРИБОРЫ

Весьма обстоятельное исследование работы кониметров, т. е. щелевых приборов с круглым отверстием, проведено Ребером [142]. Особое внимание было уделено трем типам сопел — цилиндрическому, коническому и соплу с криволинейным профилем, в котором скорость течения линейно возрастает с пройденным расстоянием. В двух последних случаях отношение диаметров входного и выходного отверстий равнялось 10. Из опытов Ребера

следует, что, хотя числа Re_f достигали 4000—5000, течение было ламинарным — обстоятельство, не учитывавшееся в должной мере в прежних работах. При этом параболический профиль скоростей течения не успевал установиться в соплах. Измерив указанные профили, автор рассчитал скорости, приобретаемые аэрозольными частицами с различными τ в соплах разной формы. Наименьшая относительная скорость частиц и воздуха (наименьшее разбивание агрегатов, по мнению автора) достигается при форме сопел, промежуточной между цилиндрической и криволинейной.

Имеется несколько факторов, способствующих смещению частиц к оси сопла: смещение линий тока, связанное с изменением профиля течения, эффект, описанный на стр. 10, и, наконец, в соплах с криволинейным профилем — инерционное смещение. Последний эффект имеет наибольшее значение: в опытах с полидисперсной угольной пылью при $\bar{U} = 50-100$ м/сек и радиусе выходного отверстия $R = 0,2$ мм было установлено заметное (на $\sim 15\%$) сужение пылевой струи по сравнению с шириной выходного отверстия в криволинейных соплах; в соплах других типов установить наличие сужения с уверенностью не удалось. Так как частицы, движущиеся вблизи стенок сопла, выходят из него с малой скоростью, то ясно, что сужение аэрозольной струи весьма способствует повышению эффективности кониметра, а это, в свою очередь, указывает на преимущество криволинейных сопел.

Теоретический расчет поля течения в струе, выходящей из сопла (в отличие от расчета в струе, выходящей из плоской щели) весьма труден. Модельные опыты Ребера с табачным дымом, выходящим из цилиндрической трубки с $2R = 10$ мм при расстоянии от трубки до пластинки $d = 10$ мм (равенство $2R$ и d соблюдалось и в описанных ниже опытах) при параболическом профиле скоростей течения, дали для контура струи результаты, показанные на рис. 17. Кривая T соответствует идеальному случаю — сохранению струей ее средней скорости при растекании. Отсюда Ребер сделал вывод, что в области, примыкающей к кончику сопла, в которой практически и происходит осаждение всех частиц, течение можно считать автомодельным.

Результаты предпринятого Ребером примитивного вычисления траекторий частиц плохо согласуются с данными модельных опытов автора со спорами ликоподия. В этих опытах применялись цилиндрические трубки диаметром 9 мм и такой длины, что в них успевал образоваться параболический профиль скоростей, а споры практически приобретали скорость воздуха. Число Re_f варьировало в пределах 280—9500. Траектории частиц между трубкой и пластинкой фотографировались. Результаты

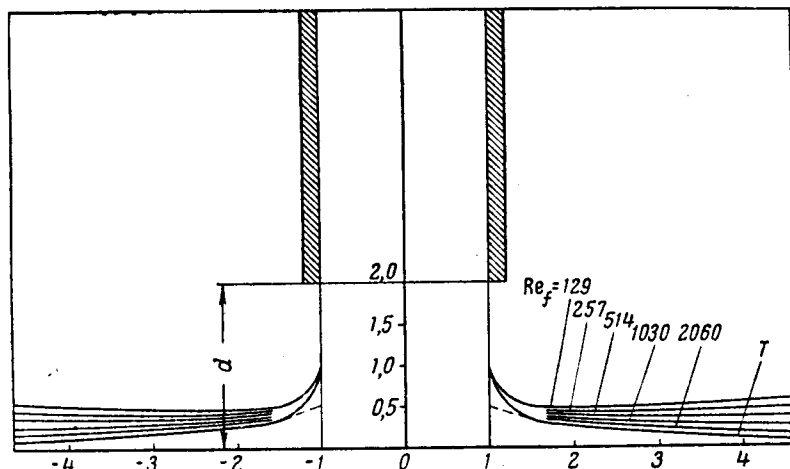


Рис. 17. Контуры струй, выходящих из кониметра, при различных числах Re_f .

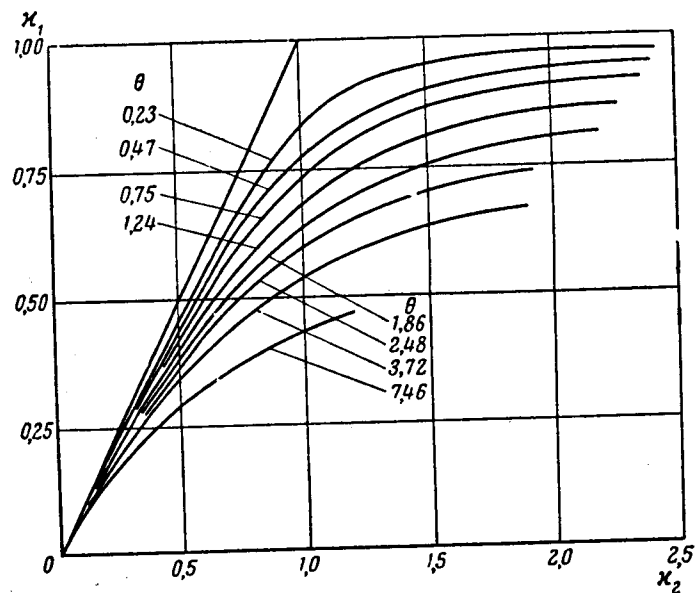


Рис. 18. Траектории частиц в кониметре.

опытов приведены на рис. 18, в котором $x_1 = r_1/R$, $x_2 = r_2/R$, r_1 и r_2 — расстояния частицы от оси в начале и конце траектории, $\theta = R/\tau U$. Для спор ликоподия $\tau = 0,0028$ сек. Прямая линия на рис. 18 соответствует $\tau = \infty$.

Интересны полученные Ребером данные о механизме образования кольцеобразного осадка в кониметрах. При достаточно

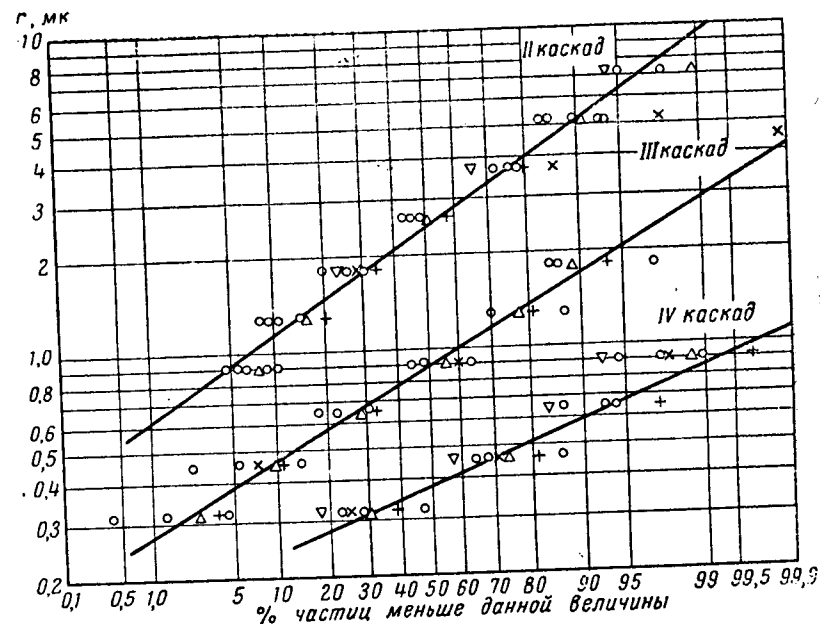


Рис. 19. Осаждение частиц U_3O_8 в каскадном импакторе.

эффективной смазке пластинок кольцеобразный осадок не образуется, т. е. он действительно вызван сдуванием или, вернее, отскоком первоначально достигших пластины частиц. Однако образование осадка обусловлено не уменьшением скорости течения вблизи пластины, как это обычно предполагалось, а вихрями, образующимися за точкой отрыва ламинарного пограничного слоя от пластины. На это указывают следующие факты: осадки образуются лишь при скорости течения, превышающей некоторую критическую величину; диаметр осадка уменьшается с ростом скорости течения; внутренний край осадка весьма резкий. При образовании осадков вследствие уменьшения скорости течения все происходило бы иначе.

Результаты последней части работы Ребера, посвященной эффективности прилипания частиц пыли к пластинке, изложены

на стр. 123. В результате своих исследований Ребер считает оптимальным сопло криволинейного профиля с диаметрами входного и выходного отверстий соответственно 3,0 и 0,3 мм и длиной 15 мм при средней скорости течения на выходе 200 м/сек. Однако вывод автора, что в таком кониметре должны полностью осаждаться частицы с $r \gg 0,25 \text{ мк}$ (при $\gamma = 1$), основанный на ряде довольно грубых расчетов, не вполне убедителен.

Широкое применение для дисперсионного анализа пылей нашли в последнее время (особенно в США) каскадные импакторы, причем весьма удобной оказалась следующая методика. Предварительно импактор калибруется, т. е. с помощью микроскопа определяется средний размер частиц данной пыли, осаждаемых в каждом каскаде. Затем либо взвешиванием на микро-весах, либо аналитическим методом определяют массу осадка в каждом каскаде и таким путем находят фракционный состав пыли. Весьма существен при этом вопрос о том, насколько полно разделяются в импакторе различные фракции. На рис. 19 приведены результаты серии измерений пыли U_3O_8 , проведенных Липманом [143], причем во всех измерениях концентрация пыли была различной. Как видно из графиков, в осадках, полученных во всех трех каскадах, соблюдалось логарифмически нормальное распределение размеров частиц, причем размеры самых мелких частиц в осадке второго каскада и самых крупных в осадке четвертого каскада равны, т. е. разделение весьма неполно. Впрочем, величина медианного радиуса и массы осадка в каждом каскаде обычно в достаточной для практики степени характеризуют дисперсность пыли.

ИНЕРЦИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ НА ТЕЛАХ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

За последние годы появилось довольно большое число работ по инерционному осаждению аэрозолей на телах различной формы. Обширные расчеты коэффициента инерционного осаждения частиц из потенциального потока были выполнены в Lewis Flight Propulsion Laboratory при помощи специально сконструированного для этой цели механического интегратора. Авторы исходили из уравнений движения частиц при больших Re , которые в отсутствие внешних сил принимают для сферических частиц форму

$$\tau \frac{dV_x}{dt} = \frac{Re \psi}{24} (U_x - V_x) \text{ и т. д.} \quad (4.8)$$

или, переходя к безразмерным переменным $x' = x/R$,

$$t' = tU_0/R, \quad U'_x = U_x/U_0, \quad V'_x = V_x/U_0 \text{ и т. д.,}$$

$$\frac{dV'_x}{dt'} = \frac{Re \psi}{24 Stk} (U'_x - V'_x) \text{ и т. д.} \quad (4.9)$$

Здесь $Re = 2r [(U_x - V_x)^2 + (U_y - V_y)^2]^{1/2} / \nu$ и лишь при малых Re уравнения (4.9) принимают простую форму

$$\frac{dV'_x}{dt'} = \frac{1}{Stk} (U'_x - V'_x); \quad \frac{dV'_y}{dt'} = \frac{1}{Stk} (U'_y - V'_y) \quad (4.10)$$

и можно отдельно вычислить движение частиц по осям x и y . В общем случае необходимо в каждой точке знать величину Re и одновременно рассчитывать движение по обоим осям.

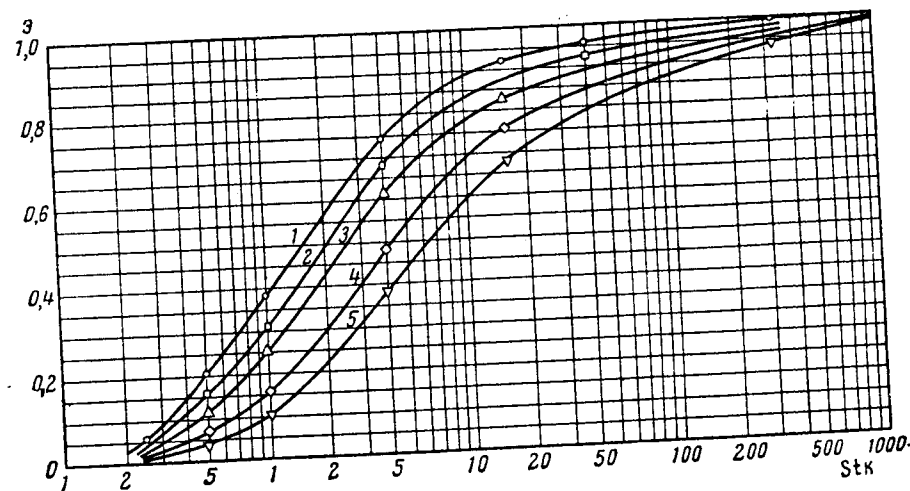


Рис. 20. Инерционное осаждение частиц при потенциальном обтекании цилиндра;

1. $\phi = 0$; 2. $\phi = 100$; 3. $\phi = 1000$; 4. $\phi = 10000$; 5. $\phi = 50000$.

На рис. 20 приведены рассчитанные Бруном и др. [144, 145] графики (z, Stk) для осаждения на цилиндре при различных значениях параметра $\phi = Re^2/Stk = 18\gamma_g R U_0 / \nu \gamma = 9 Re_f \gamma_g / \gamma$, не зависящего от размера частиц, но совместно с числом Stk характеризующего степень отклонения их движения от движения по формуле Стокса, которому отвечают весьма малые значения ϕ . Сравнение этих, по-видимому, весьма точно рассчитанных графиков, с полученными Ленгмюром и Блоджетт*, показывает, что значения z в последних занижены (местами до 10%).

* Графики, полученные Ленгмюром и Блоджетт, приведены в статье Трайбуса и др. [146].

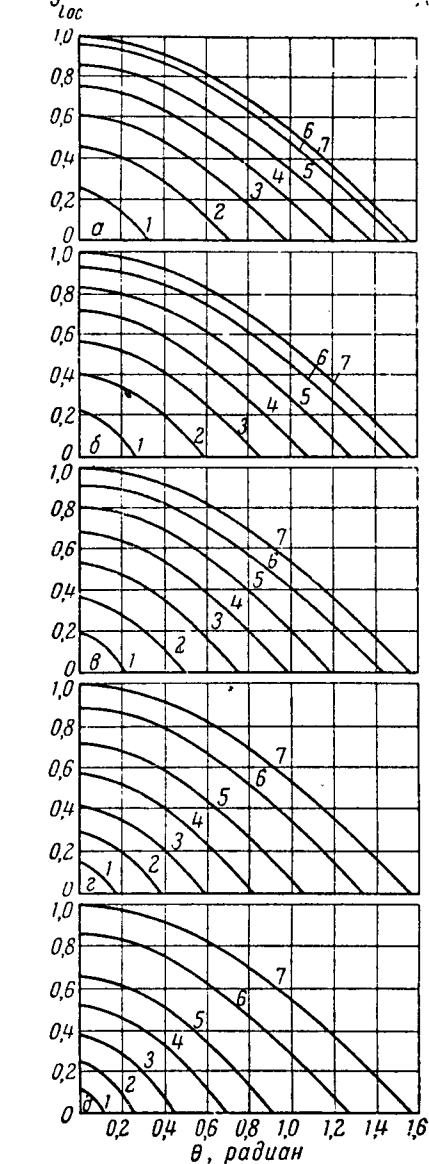


Рис. 21. Локальный коэффициент осаждения при потенциальном обтекании цилиндра:

а. $\varphi = 0$; б. $\varphi = 100$; в. $\varphi = 1000$;
г. $\varphi = 10000$; д. $\varphi = 50000$. 1. $Stk = 0,25$; 2. $Stk = 0,50$; 3. $Stk = 1$; 4. $Stk = 2$; 5. $Stk = 4$; 6. $Stk = 16$;
7. $Stk = \infty$.

На рис. 21 приведены графики для локальных коэффициентов осаждения ε_{loc} . Так называется отношение числа частиц, осаждающихся из однородного потока частиц на данном элементе поверхности, к их числу, которое осадилось бы при прямолинейных траекториях частиц на перпендикулярном к этим траекториям равновеликом элементе поверхности. Максимальное значение ε_{loc} (при $Stk \rightarrow \infty$) равно, очевидно, $\sin \theta$. Эти графики дают также выраженную в радианах ширину осадка на цилиндре, определяемую точками пересечения графиков с осью абсцисс. Кроме того, в работе рассчитаны также скорости частиц по обеим осям в момент их соударения с цилиндром.

Аналогичные расчеты сделаны для осаждения на эллипсоидах вращения [147], крыльях самолетов [148, 149]*, в двумерных каналах с поворотом на 90° [151] и т. д. Рассчитан также эффект сжимаемости воздуха на величину коэффициента осаждения, имеющий значение при скоростях течения, сравнимых со скоростью звука, и приводящий к небольшому снижению ε [152]. Этот эффект ничтожно мал при очень больших и очень малых числах Stk , и для цилиндра при $U_0 =$

* Расчеты для осаждения на крыльях самолетов были выполнены также Л. Левиным [150].

130 м/сек достигает максимума при $Stk \approx 5$, где приводит к снижению ε на 0,5% при $\varphi = 0$ и на 3% при $\varphi = 50000$.

Фонда и Херн [153] провели точный расчет осаждения на шаре при потенциальном и вязком обтекании (рис. 22).

Знание теоретических кривых (ε , Stk) для цилиндров позволяет определить содержание жидкой воды и средний размер

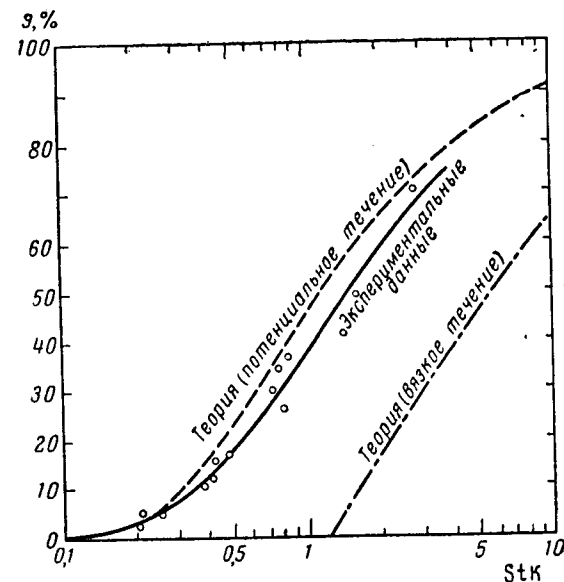


Рис. 22. Инерционное осаждение частиц на шаре.

капелек в переохлажденных облаках — важнейшие факторы обледенения самолетов [144]. Для этого применяют несколько медленно вращающихся цилиндров различного диаметра, установленных на корпусе самолета. Ударяющиеся о поверхность цилиндров капли воды замерзают и покрывают цилиндры тонким равномерным слоем льда. Определяют массу льда Φ' , осевшую на единице длины каждого цилиндра в единицу времени, равную $2RU_0\varepsilon c$, где c — весовая концентрация (водность) облака, U_0 — скорость самолета. Полученные данные откладывают в координатах $[\lg(\varepsilon c), \lg(1/R)]$ и проводят через точки кривую.

Примем для простоты, что облако изодисперсно. Так как в условиях опыта $\lg(\varepsilon c) = \lg \varepsilon + \text{const}$ и $\lg Stk = \lg(1/R) + \text{const}$, то экспериментальная $[\lg(\varepsilon c), \lg(1/R)]$ и теоретическая $(\lg \varepsilon, \lg Stk)$ кривые должны совпасть при параллельном перемещении, а по величине смещений по обеим осям можно определить значения c и Stk , а отсюда и r . Ввиду того что вместе

с R изменяется и параметр φ , необходимо пользоваться кривыми ($\lg \varepsilon$, $\lg Stk$), построенными не при $\varphi = \text{const}$, а при $\varphi Stk = Re^2 = \text{const}$, так как именно эта величина остается постоянной в этих опытах, и подбирать то значение константы, при котором можно совместить теоретическую и экспериментальные кривые. В реальных полидисперсных облаках расчет усложняется, и точность определения весовой концентрации и весового медианного радиуса капелек в этом случае невелика.

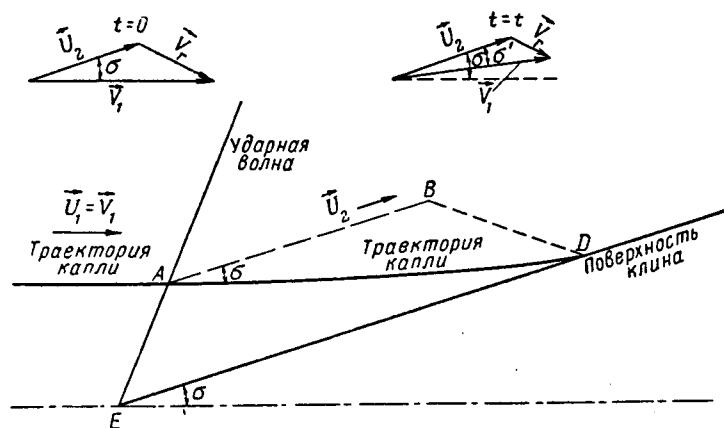


Рис. 23. Траектории капелек при сверхзвуковом обтекании клинообразного профиля.

Трайбус и др. [154] и, более подробно, Серафими [87] рассмотрели осаждение водяных капель на двухмерных клинообразных профилях при сверхзвуковых скоростях течения (рис. 23). В этом случае поле течения резко отличается от ранее рассмотренных. Впереди ударной волны, образующейся перед профилем, течение (со скоростью U_1) остается невозмущенным, сзади волны течение U_2 также однородно, но направлено параллельно поверхности клина. Капля, первоначально имевшая скорость $V_1 = U_1$, после пересечения волны обладает относительной скоростью $V_r = V_1 - U_2$ и ее абсолютная скорость складывается из постоянной скорости U_2 и постепенно уменьшающейся скорости V_r . Частица достигает поверхности клина в том случае, если ее инерционный пробег l_i в направлении V_r больше расстояния BD . Траектории всех капель до пересечения с поверхностью клина имеют, очевидно, одинаковую форму. Пользуясь формулой (3.7), можно с помощью простых тригонометрических вычислений определить критическую величину отрезка AE , через который пройдут все капли, достигающие поверхности клина, соответствующую величину ED , т. е. ширину осадка

на клине, а также локальные коэффициенты осаждения. Об общем коэффициенте осаждения в этом случае говорить, очевидно, не приходится.

Излюбленный вследствие простоты метод исследования аэрозолей — осаждение частиц на поставленную перпендикулярно потоку стеклянную пластинку, мог бы дать хорошие результаты, если бы были точно известны значения локального коэффициента осаждения в функции числа Stk в середине пластинки: при построении кривой распределения размеров частиц следовало бы лишь разделить число частиц данного размера, сочитанных в осадке, на соответствующее этому размеру число ε_{loc} .

При не очень малых числах Re_f обтекание пластинки происходит с отрывом потока от краев пластинки. Для этого случая ε_{loc} в середине пластинки рассчитано Л. Левиным [155] (см. табл. 2). Весьма существенно, что величина ε_{loc} при этом оказалась практически постоянной для всей внутренней части пластинки, составляющей больше половины ее ширины. Следует, однако, иметь в виду, что в табл. 2 не учтено ни влияние пограничного слоя, ни эффект зацепления, т. е. ею можно пользоваться лишь при высоких значениях Re_f и малых значениях r/h , где h — полуширина пластинки ($Stk = 2r^2\gamma U_0/9\eta h$).

Таблица 2

Локальные коэффициенты осаждения на плоской пластинке из потенциального потока с отрывом

Stk	$4/(\pi + 4) = 0,560$	1	2	3	4	5	7,5	10	15	20	30
ε_{loc}	0	0,15	0,35	0,44	0,49	0,56	0,63	0,67	0,72	0,77	0,81

Исходя из теории течения «аэрозольной жидкости» (см. стр. 39), Робинзон [115] получил приближенную формулу для коэффициента осаждения при потенциальном обтекании цилиндрической поверхности произвольного профиля и малых числах Re . При выводе этой формулы принималось, что величина $U - V$ повсюду мала, что явно неверно вблизи поверхности тела, и, действительно, формула дает сильно завышенные значения ε при всех значениях Stk , кроме $Stk = \infty$.

Далее Робинзон доказал, что если скорость седиментации частиц значительно меньше скорости течения, эффекты осаждения за счет силы тяжести и инерции аддитивны.

Г. Натансон [156] рассчитал численным методом (пренебрегая эффектом зацепления, т. е. считая $R \gg r$) Stk_{kr} для стоксовских частиц при вязком обтекании шара по Стоксу: $Stk_{kr} = 1,21 \pm 0,01$ в очень хорошем согласии с значением,

найденным ранее Ленгмюром [157]. При обтекании шара по Осееву при $Re_f = 0,1$ $Stk_{hr} = 1,15 \pm 0,01$ и при обтекании цилиндра по Осееву при $Re_f = 0,1$ $Stk_{hr} = 4,3 \pm 0,1$.

Проблема расчета Stk_{hr} при малых Re_f в общем виде рассмотрена Л. Левиным [157]. Величина Stk_{hr} тесно связана с характером течения вблизи передней точки застоя. Скорость течения вдоль оси x может быть во всех случаях выражена приближенной формулой $U_x = -ax^n$, если начало координат поместить в точку застоя. Приняв $Stk_{hr} = Aa^m$, где A и m — постоянные, можно показать, что $m = -1/n$. Так, при потенциальном обтекании, когда $n = 1$, $Stk_{hr} = 1/4a$ [159]. При вязком обтекании шара и цилиндра, как можно убедиться из соответствующих уравнений поля течения, $n = 2$ и $Stk_{hr} = A/a^{1/2}$. Из выведенного Левиным выражения для a в случае Осеевского обтекания шара $a = (24 + 12 Re_f)/(16 - 3 Re_f)$ легко видеть, что в области применимости уравнений Осеена Stk_{hr} медленно уменьшается с ростом Re_f .

Л. Левин оценил также влияние пограничного слоя на величину Stk_{hr} при потенциальном обтекании: он показал, что Stk_{hr} не превосходит величины z , определяемой уравнением

$$z = \frac{1}{4a} + \left(\frac{0,65}{z\beta a^{1/2} Re_f^{1/2}} \right)^{1/2}, \quad (4.11)$$

где константа β равна 3,8 при обтекании цилиндра и 1,8 при обтекании пластинки. Для цилиндра $z = 0,17$ при $Re_f = 10^5$ и 0,25 при $Re_f = 10^3$, т. е. заметно превышает величину Stk_{hr} в отсутствие пограничного слоя (0,125).

Дэвис и Пиз [160] вычислили коэффициент осаждения стоксовских частиц на цилиндре с учетом зацепления для трех случаев: потенциального обтекания без пограничного слоя и вязкого обтекания при $Re_f = 10$ и 0,2. Кроме этого были вычислены скорости частиц в момент соударения и для случая $r/R \ll 1$ ширина осадка и локальные коэффициенты осаждения. Результаты вычислений ε приведены на рис. 24—26. Для $Re_f = 10$ взято поле течения, вычисленное Томом [161]; при этом получено значение $Stk_{hr} = 0,42$. Таким образом, авторы получили значительно более низкие значения ε , чем Ландаль, исходивший из того же поля течения [162]. Кривая Ландаля, несомненно, ошибочна, так как уже при $Stk = 6$ достигает кривой для потенциального течения.

Для $Re_f = 0,2$ авторы воспользовались рассчитанным Дэвисом [163] полем течения при обтекании цилиндра при этом Re_f . Как уже указывалось в литературе [156], эти расчеты неточны вблизи точки застоя: из них вытекает, что скорость течения по оси x равна здесь $U_x = -ax$, что, как мы видели выше, имеет

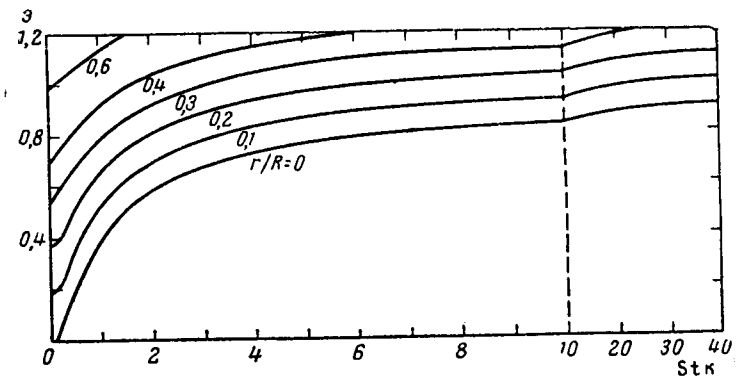


Рис. 24. Инерционное осаждение на цилиндре при потенциальном обтекании с учетом эффекта зацепления.

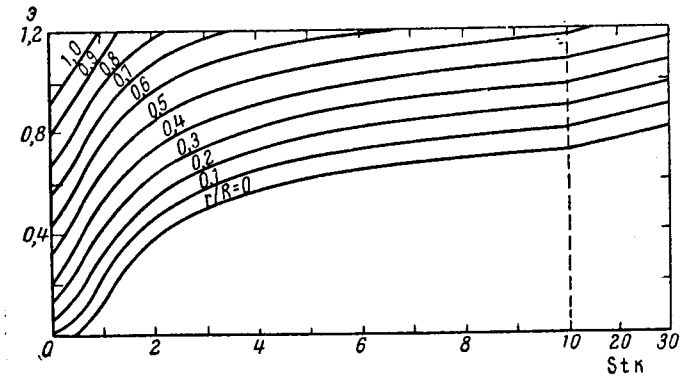


Рис. 25. Инерционное осаждение на цилиндре при $Re_f = 10$.

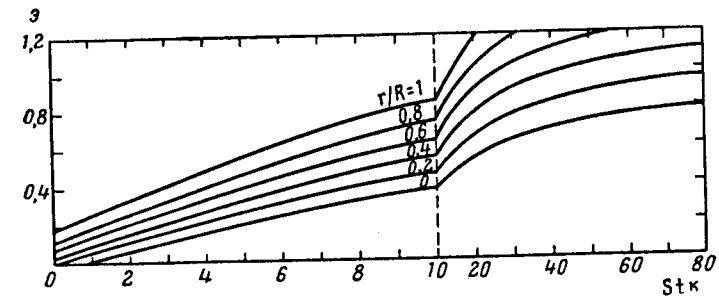


Рис. 26. Инерционное осаждение на цилиндре при $Re_f = 0,2$.

место лишь при потенциальном обтекании. Поэтому вычисленное из величины коэффициента α значение $Stk_{kr} = 0,899$, несомненно, преуменьшено. Указанное обстоятельство должно было, по-видимому, отразиться и на точности начальных участков кривых рис. 26. Это замечание относится и к случаю $Re_f = 10$.

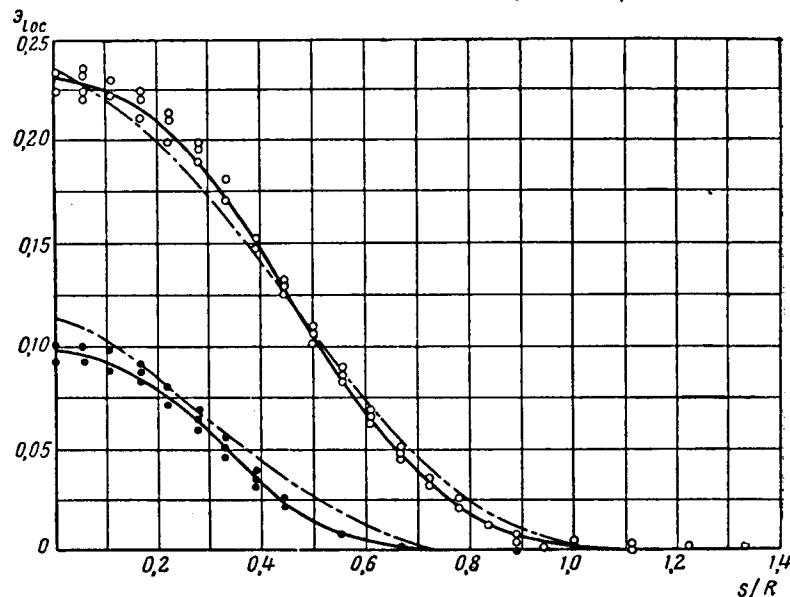


Рис. 27. Инерционное осаждение водяных капель на шаре.

Сплошные кривые — экспериментальные, прерывистые — теоретические. Нижние кривые: $r_m = 5,75$ мк; $Stk_m' = 0,06$; верхние кривые: $r_m = 8,35$ мк, $Stk_m' = 0,11$.

Переходим к экспериментальным исследованиям осаждения аэрозолей из потока на различных телах. Грегори [164] работал со спорами ликоподия ($\bar{r} = 16$ мк), осаждавшимися на смазанных клейким составом цилиндрах с $R = 0,1-10$ мм при скорости воздуха в динамической трубе 1—10 м/сек. Результаты Грегори близки к данным Ранца и Уонга [162].

Льюис и Руггieri [165] распыляли в аэродинамической трубе сечением 2×3 м подкрашенную воду при $U = 76$ м/сек и определяли колориметрическим методом количество тумана, осевшее на расположенные в трубе тела (покрытые полосками фильтровальной бумаги): шары с $R = 7,5$ и $22,5$ см, эллипсоиды и конус. Так как туманы ($\bar{r} = 5,5-9,5$ мк) были довольно полидисперсны, то теоретический расчет осаждения производился с учетом дисперсного состава тумана. На рис. 27 приведены теоретические и экспериментальные кривые локального

коэффициента осаждения в функции безразмерного расстояния от точки застоя s/R для двух значений весового медианного радиуса капель и соответственного исправленного числа Стокса, выраженного через истинное значение длины инерционного пробега [см. формулу (3.7)]. Как видно из рисунка, совпадение теории с опытом здесь вполне удовлетворительное.

В. Игнатъев [166] измерил коэффициенты осаждения каменноугольной и железной пыли, разделенной воздушной элутриацией на фракции с \bar{r} от 6 до 100 мк, на цилиндрах с $R = 0,6-2,5$ см в нисходящем вертикальном потоке с $U = 2-16$ м/сек, т. е. при $Re_f = 1600-54\,000$. На цилиндр надевалась смазанная вазелином целлулоидная лента и осевшие частицы подсчитывались под микроскопом. Отношение r/R было всегда $< 0,02$, т. е. эффектом зацепления можно было пренебречь. В каждой серии опытов определялась зависимость α от r при постоянных U и R . Полученная при $U = 2$ м/сек и $R = 2,5$ см кривая (α, Stk) очень близка к теоретической кривой для больших Re_f , но по мере увеличения отношения U/R кривая все более сдвигается вправо и при $U = 16$ м/сек и $R = 0,6$ см примерно совпадает с кривой Девиса для $Re_f = 0,2$ (рис. 26). Причины этого явления неясны, возможно, что оно вызвано сдуванием частиц. Так как фактор ϕ в этих опытах < 100 , то, согласно рис. 20, дело не в отступлениях от формулы Стокса.

Полученные В. Игнатьевым кривые зависимости локального коэффициента осаждения от угла θ близки к теоретическим кривым на рис. 21, но вблизи оси абсцисс загибаются и подходят к оси асимптотически, т. е. некоторое количество осадка образуется там, где его не должно было быть по расчету. Это, возможно, вызвано сдвигом слоя вазелина с частицами под действием воздушного потока или поперечными турбулентными пульсациями.

Интересна найденная В. Игнатьевым зависимость коэффициентов осаждения от направления течения. На рис. 28 приведены кривые (α_{loc}, θ) при $U = 2$ м/сек, $R = 2,5$ см и при разных значениях \bar{r} для нисходящего (1) и восходящего (2) течений. Как видно из графиков, кривые 1 и 2 сильно различаются при малых и больших значениях \bar{r} и почти совпадают при средних значениях. Это объясняется тем, что скорость седиментационного осаждения, определяемая величиной V_s , пропорциональна Stk , а зависимость (α, Stk) выражается кривой с перегибом. Легко убедиться, что в условиях опытов прямая (V_s, Stk) пересекает кривую ($\alpha U, Stk$) в двух точках и между ними $V_s < \alpha U$, а вне их — наоборот. При $Stk = 0,09$, т. е. ниже Stk_{kr} , седиментационное осаждение полностью доминирует, небольшой осадок на нижней стороне цилиндра в восходящем потоке обус-

ловлен лишь некоторой полидисперсностью фракции пыли, а на верхней стороне цилиндра осадки, полученные в восходящем и нисходящем потоках, довольно близки. При $\bar{r} = 108 \text{ мк}$ V^S достигает 110 см/сек , т. е. равна половине скорости течения и

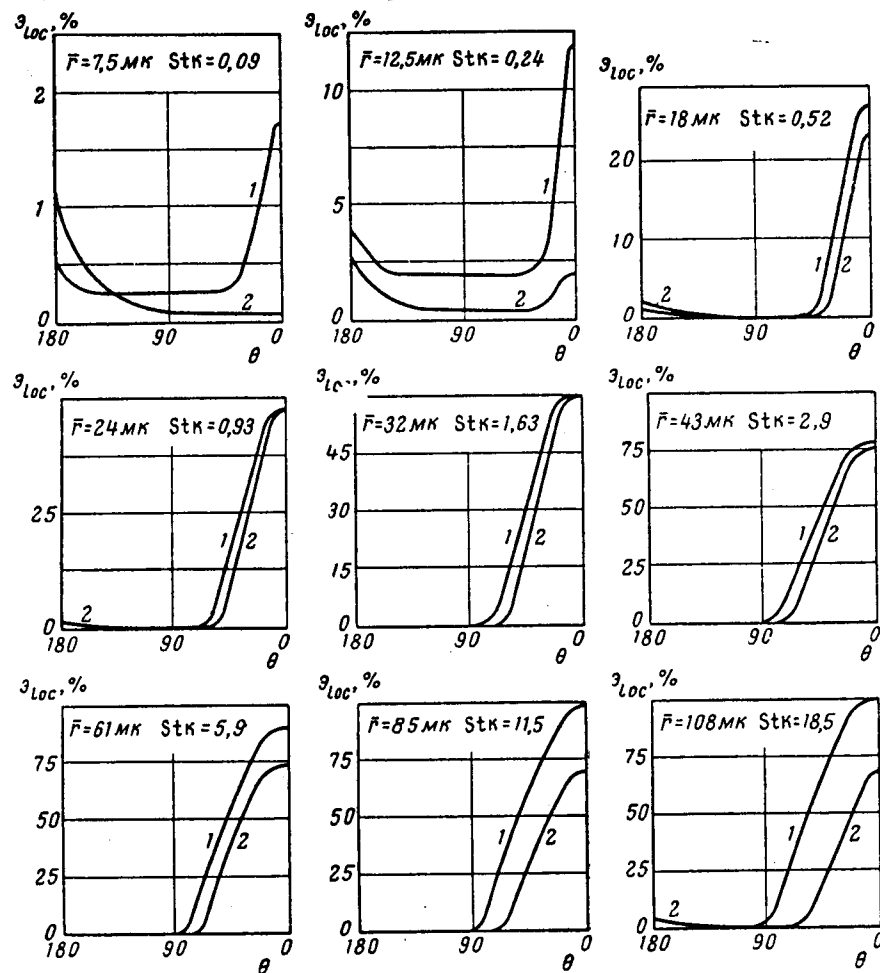


Рис. 28. Инерционное осаждение угольной пыли на цилиндре в нисходящем (1) и восходящем (2) потоках.

поэтому здесь седиментация снова существенно влияет на величину ε .

Опыты А. Амелина и М. Белякова [167] проводились в горизонтальных трубах при $\bar{U} = 1-16 \text{ м/сек}$ и $R = 0,5-1,25 \text{ см}$

с полидисперсным ($r = 1-30 \text{ мк}$) масляным туманом (в осадке сосчитывались отдельно частицы разных размеров) и с фарфоровой пылью $\bar{r} = 4,4$ и 18 мк . Полученный график (ε , Stk) характеризуется чрезвычайно низкими значениями ε при малых Stk ($\varepsilon = 0,01$ при Stk = 1) и весьма крутым подъемом: кривая достигает линии $\varepsilon = 1$ при Stk = 18, причем не асимптотически, а под конечным углом. Эти странные результаты, по-видимому, вызваны принципиально ошибочным методом измерения концентрации аэрозоля в потоке [168].

Джарман [169] пропускал через широкую аэродинамическую трубу со скоростью $\bar{U}_0 = 1 \text{ м/сек}$ монодисперсный туман керосина с $r = 8-24 \text{ мк}$ и определял количество тумана, осевшего на помещенные в трубу небольшие металлические сетки. Скорость течения через сетки не измерялась, а вычислялась по формуле $U = \bar{U}_0 / [1 + (1 - \beta)/4\beta^2]$ [170], где β — удельная площадь отверстий в сетке ($\text{см}^2/\text{см}^2$). Так как в этих опытах $Re_f = 6-18$, то для сравнения с теоретическими данными была выбрана кривая на рис. 25. Экспериментальные значения ε были в среднем на 0—25% выше теоретических, как и следовало ожидать, так как в системе цилиндров линии тока проходят ближе к их поверхности, чем в одиночных цилиндрах. Об осаждении аэрозолей на серии последовательно расположенных сеток см. стр. 82.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ ИЗ ПОТОКА НА ТЕЛАХ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

В ряде работ исследовано осаждение аэрозолей из потока под действием электрических сил. Кремер и Джонстон [171] вычислили при помощи счетной машины коэффициенты осаждения аэрозолей из потенциального и вязкого потоков на проводящем сферическом коллекторе под действием электростатических сил с учетом эффекта зацепления, но без учета инерции частиц. Различным электростатическим силам соответствуют безразмерные параметры K , выражающие отношение действующей на находящуюся у поверхности коллектора частицу электрической силы и величины $6\pi\eta r U_0$, характеризующей сопротивление среды движению частицы (предполагается применимость формулы Стокса):

$$K_E = \frac{qQ}{6\pi R^2 \eta U_0}; \quad K_M = \frac{q^2}{6\pi \eta U_0 R^2}; \quad K_S = \frac{2Rnq^2}{9\eta r U_0}$$

$$K_T = \frac{(\varepsilon_k - 1) r^2 Q^2}{(\varepsilon_k + 2) 3\pi R^5 \eta U_0}; \quad K_G = \frac{q^2 n R'^2}{3\eta U_0 R}; \quad (4.12)$$

где q и Q — заряд частицы и коллектора, R — его радиус, n — число частиц в 1 см^3 , U_0 — скорость течения вдали от коллектора, R' — радиус аэрозольного облака. K_E соответствует

кулоновской силе между заряженным коллектором и заряженными частицами, K_T — индукционной силе между заряженным коллектором и незаряженными частицами, K_M — то же между заряженными частицами и изолированным незаряженным коллектором. K_G и K_S относятся к случаю униполярно заряженного аэрозоля. K_G соответствует силе между частицами и индуцированными ими в заземленном коллекторе зарядом, K_S — силе, действующей на частицы со стороны других частиц. При этом предполагается соблюдение неравенств $\frac{4}{3}\pi r^3 n = \phi \ll 1$ и $\phi R'^2/R^2 \ll 1$.

На рис. 29 приведены результаты расчетов для случая заряженного коллектора и незаряженных частиц, на рис. 30 — для случая незаряженного изолированного коллектора и биполярно заряженного аэрозоля, на рис. 31 — для случая заряженного коллектора и аэрозоля с униполярными зарядами обратного знака (причем авторы пренебрегли индукцией в частицах). Отношение r/R характеризует эффект зацепления. Авторами показано, что простое суммирование коэффициентов осаждения, вызванных различными электрическими силами, дает иногда сильно завышенные значения η по сравнению с точно вычисленными значениями. На рис. 32 приведены результаты опытов авторов с аэрозолями диоктилфталата с $\bar{r} = 0,27-0,59$ мк, заряженными униполярно или биполярно, при $R = 0,3-0,55$ см, $U_0 = 1,5-6,9$ см/сек и $\bar{q} = 0,15-137$ элементарных зарядов. Во всех трех сериях опытов один из параметров K явно преобладал над остальными и ими можно было пренебречь.

Г. Натансоном [172] рассмотрено осаждение аэрозолей на цилиндре из потока под действием электростатических сил с учетом эффекта зацепления, но без учета инерции частиц. Здесь следует различать два основных случая: когда предельные траектории осаждающихся частиц 1) касаются цилиндрической поверхности, 2) огибают ее и пересекают в задней точке застоя. В первом случае осаждение происходит в основном на передней стороне цилиндра, во втором — на всей его поверхности. Второй случай имеет место, когда радиальная составляющая скорости частицы, соприкасающейся с поверхностью цилиндра, т. е. алгебраическая сумма радиальной скорости течения и скорости частицы под действием электрической силы, всюду направлена внутрь цилиндра, как, например, при очень малых значениях r/R . В дальнейшем мы ограничимся изложением этого случая. Для осаждения заряженных частиц на заряженном другим знаком цилиндре Г. Натансон нашел, пренебрегая индукционными силами

$$\eta = \frac{2\pi BQ'q}{U_0 R}, \quad (4.13)$$

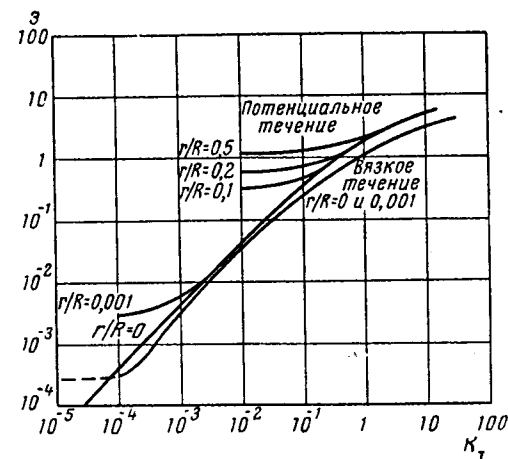


Рис. 29. Осаждение незаряженного аэрозоля на заряженном сферическом коллекторе.

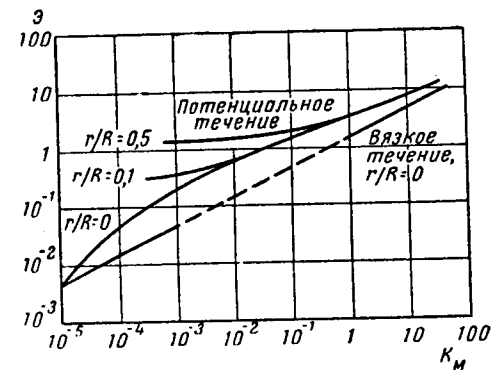


Рис. 30. Осаждение биполярно заряженного аэрозоля на незаряженном изолированном сферическом коллекторе.

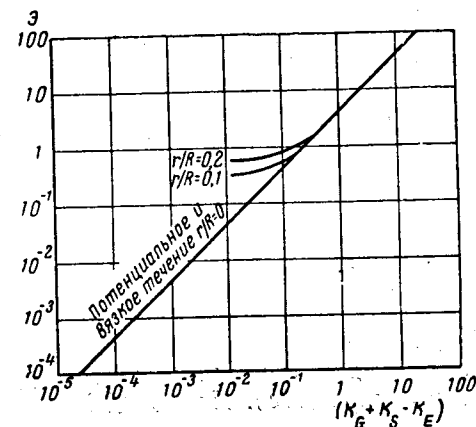


Рис. 31. Осаждение униполярно заряженного аэрозоля на заряженном обратным знаком сферическом коллекторе.

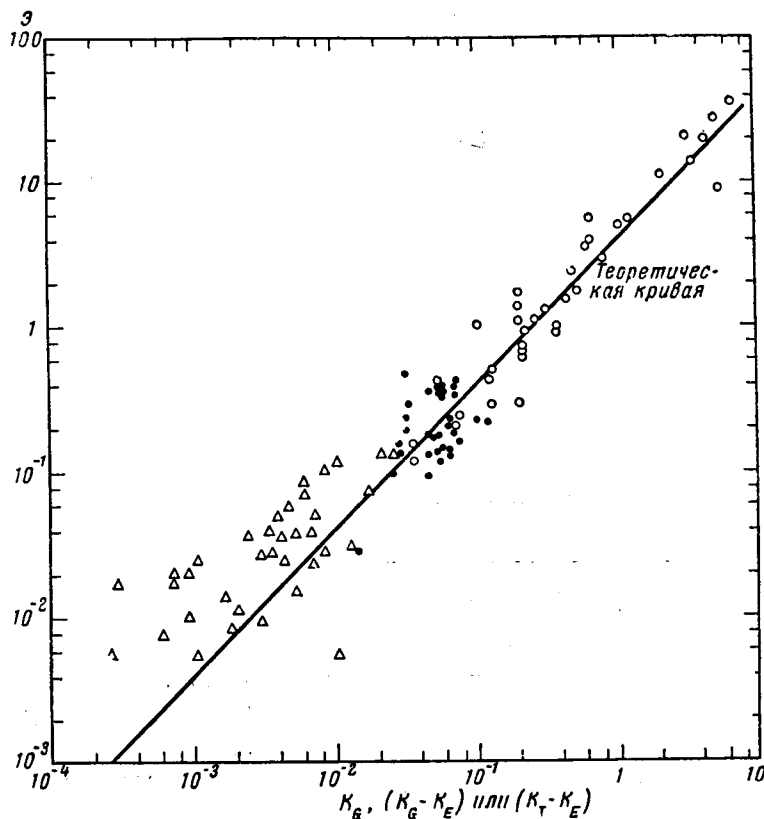


Рис. 32. Осаждение заряженного тумана диоктилфталата на сферическом коллекторе.

○ — заряженный коллектор, униполярно заряженный аэрозоль ($K_G - K_E$);
 △ — заряженный коллектор, биполярно заряженный аэрозоль ($K_T - K_E$);
 ● — заземленный коллектор, униполярно заряженный аэрозоль (K_G).

где B — подвижность частиц, Q' — заряд единицы длины цилиндра. Для заряженного цилиндра и незаряженных частиц, при больших Q' и малых U_0 , т. е. при $z \gg 1$

$$z = \left(\frac{6(\epsilon_k - 1) B Q'^2 r^3}{(\epsilon_k + 2) U_0 R^3} \right)^{1/2}. \quad (4.14)$$

Заменяя в этой формуле U_0 на скорость седиментации частиц V_S , можно получить формулу Коше для осаждения седиментирующих частиц на заряженном цилиндре [173]. При $z \ll 1$

$$z = \frac{4\pi(\epsilon_k - 1) B Q'^2 r^3}{(\epsilon_k + 2) U_0 R^3}. \quad (4.15)$$

В рассмотренных случаях z не зависит от характера течения. При осаждении заряженных частиц на незаряженном цилиндре и $z \ll 1$, что обычно имеет место в этом случае.

$$z = \left(\frac{3\pi(\epsilon_k - 1) q^2 B}{2(\epsilon_k + 2) U_0 R^2} \right)^{1/2}. \quad (4.16)$$

при потенциальном обтекании и

$$z = \left[\frac{(\epsilon_k - 1) q^2 B}{(\epsilon_k + 2) U_0 R^2 (2,00 - \ln Re_f)} \right]^{1/2}. \quad (4.17)$$

при вязком обтекании (по Лэмбу).

Г. Натансоном выведены также формулы для первого из рассмотренных выше случаев, когда z зависит от положения точки соприкосновения граничных траекторий с поверхностью цилиндра. В этом случае z всегда зависит от характера течения.

Грубо приближенные формулы для осаждения из потенциального потока на цилиндре под действием электростатических сил выведены также Джиллеспи [174].

Так как поле вокруг заряженных тел соленоидально, то в отсутствие инерции концентрация n_0 в потоке аэрозоля не изменяется (см. стр. 40), и, если вдали от тела она постоянна, то сохраняется и у поверхности тела. Поэтому полный поток аэрозоля к поверхности, как заметили С. Духин и Б. Дерягин [175], равен

$$\Phi = n_0 \oint (U_n + B F_n) dS, \quad (4.18)$$

где U_n и F_n — радиальные составляющие скорости течения и электростатической или какой-либо другой центральной силы, а интеграл берется по всей поверхности тела. В этом случае не нужно вычислять предельных траекторий частиц.

Так как в случае электростатического поля $F_n = E_n q$, где E — напряженность поля, а $\oint E_n dS = -4\pi Q$, то для очень мелких частиц, когда можно считать $U_n = 0$

$$z = - \frac{4\pi q Q B}{U_0 S_M}. \quad (4.19)$$

где S_M — миделево сечение тела. Формула (4,19), полученная Л. Левиным [176], справедлива для тела произвольной формы. Для цилиндра она видоизменяется в формулу (4.13), для шара — в формулу

$$z = - \frac{4q Q B}{U_0 R^2}.$$

Глава 5

БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ И ДИФфуЗИЯ В АЭРОЗОЛЯХ

ДИФфуЗИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ В НЕПОДВИЖНОЙ СРЕДЕ

Обычно в задачах диффузионного осаждения аэрозолей принимают, что у стенки концентрация равна нулю. Это условие не вполне точно: подобно известному явлению скачка концентрации пара у поверхности испаряющейся капли [177] аналогичный скачок концентрации частиц у поглощающей стенки должен существовать и в аэрозолях. Легко видеть, что этот скачок имеет практическое значение только при кажущейся средней длине свободного пути аэрозольных частиц, сравнимой с размерами тела, к которому диффундирует аэрозоль [178].

И. Тодоров и А. Шелудко [179] рассмотрели диффузионное осаждение аэрозоля на стенках сферического сосуда с учетом седиментации частиц для двух типов граничных условий на стенках сосуда: без учета и с учетом скачка концентрации. Так как скорость седиментации стоксовских частиц пропорциональна r^2 , а скорость диффузии — r^{-1} , то, как легко видеть, общая скорость осаждения должна иметь минимум при определенной величине r , а именно при $r_m \approx (3kT/\pi R \gamma_g)^{1/3}$. В легочных альвеолах $R \approx 0,015$ см и при $\gamma = 1$ $r_m = 0,14$ мк в согласии с расчетами Девиса [180].

В аэрозоле, находящемся в бесконечно длинном вертикальном цилиндрическом сосуде с радиусом R , средняя концентрация в момент t равна [181]

$$n = 4n_0 \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{\beta_v^2} \exp(-D\beta_v^2 t / R^2). \quad (5.1)$$

На этой формуле основан предложенный Поллаком, Коннором [182, 183] и Фюртом [184] «статический диффузионный

метод определения дисперсности аэрозолей (в отличие от «динамического диффузионного метода», описанного ниже). Порции аэрозоля засасывались из большого газометра в цилиндрическую трубку фотоэлектрического счетчика ядер конденсации и сейчас же определялось число Z содержащихся в трубке частиц, затем вводились новые порции и определялось Z через различные промежутки времени. Из полученных данных по формуле (5.1)

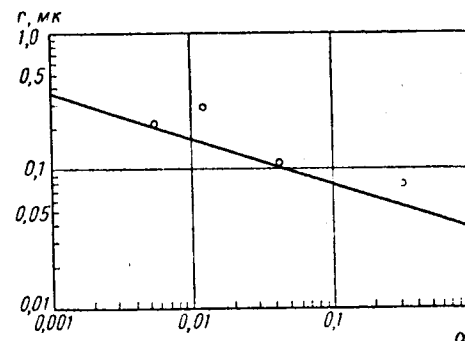


Рис. 33. Диффузионное осаждение аэрозоля в горизонтальной плоскопараллельной щели.

вычислялся коэффициент диффузии D и, далее, средний радиус частиц. При этом систематически получались значительно более низкие значения D , чем при применении динамического метода. Так как в этих опытах трубки почему-то не продувались избытком аэрозоля, а засасывался объем его, равный объему трубки, то вследствие параболического профиля течения у стенок трубки оставался не содержащий частиц слой переменной толщины, что вело к уменьшению диффузионного осаждения частиц на стенках. Толщина слоя не была определена гидродинамическими расчетами, вместо этого авторы приняли толщину постоянной и выбрали ее так, чтобы устранить вышеупомянутое расхождение. Кроме того, в применявшихся трубках диаметром ~ 2 см неизбежно должна была возникнуть конвекция, и применение формулы (5.1), строго говоря, недопустимо. Заметим, впрочем, что оба диффузионных метода дают для полидисперсных аэрозолей заниженные средние значения коэффициента диффузии (см. стр. 76).

Ричардсон и Вудинг [185] исследовали экспериментально диффузию аэрозоля, находящегося между параллельными горизонтальными стенками. Работа проводилась с довольно изодисперсными аэрозолями с $\bar{r} = 0,05-2$ мк при расстоянии между стенками $h = 0,2$ см и тщательном устранении конвекции.

Концентрация аэрозоля в функции времени t и высоты z определялась двумя способами — тиндаллиметрическим и ультрамикроскопическим. Вычисленные отсюда значения отношений $\Delta n/\Delta t$, $\Delta n/\Delta z$ и $\Delta(\Delta n/\Delta z)/\Delta z$ подставлялись в уравнение $\partial n/\partial t = -V_s \partial n/\partial z + D \partial^2 n/\partial z^2$ [186] и отсюда находилась величина $\alpha = D/hV_s$. На рис. 33 проведен в координатах ($\lg r$, $\lg \alpha$) теоретический график $\alpha = 3kT/4\pi r^3 \gamma gh$ и нанесены полученные

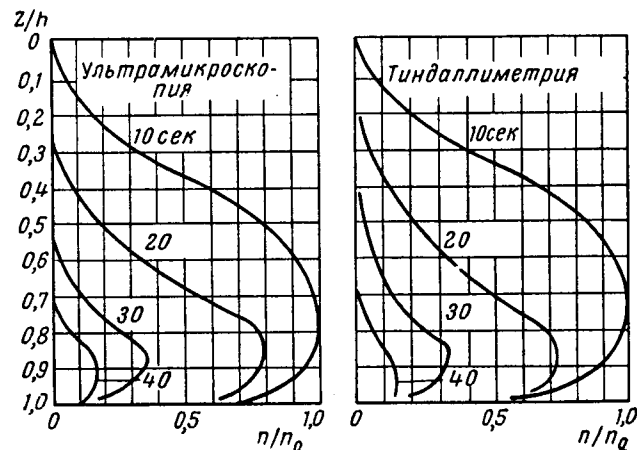


Рис. 34. Распределение концентрации частиц в горизонтальной плоскопараллельной щели.

авторами экспериментальные точки. Учитывая характер этих измерений, совпадение следует считать вполне удовлетворительным. На рис. 34 приведены полученные обоими указанными методами графики n/n_0 в функции z/h . Сравнение с теоретическими кривыми [187] авторами почему-то не производилось.

ДИФфуЗИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ ИЗ ЛАМИНАРНОГО ПОТОКА

Теория диффузии аэрозолей к стенкам из ламинарного потока имеет большое значение при исследовании высокодисперсных аэрозолей, так как составляет основу одного из важнейших методов определения размеров частиц в таких аэрозолях и, кроме того, позволяет оценить вызванные диффузией потери частиц в соединительных трубках, каналах и т. д. Поэтому мы приведем более подробные данные по этому вопросу.

Для установившегося режима диффузии в круглой трубе длиной x , т. е. при не очень малых значениях параметра $\mu = Dx/R^2 \bar{U}$ Гормлей и Кеннеди [188] получили формулу

$$n/n_0 = 0,819 \exp(-3,657 \mu) + 0,097 \exp(-22,3 \mu) + 0,032 \exp(-5,7 \mu). \quad (5.2)$$

Для неустановившегося режима диффузии, т. е. для малых μ эти же авторы вывели формулу

$$\bar{n}/n_0 = 1 - 2,56 \mu^{1/2} + 1,2 \mu + 0,177 \mu^{3/2}. \quad (5.3)$$

Ниже приведены вычисленные по этим формулам значения \bar{n}/n_0 для ряда значений μ .

Таблица 3

Диффузия аэрозолей к стенкам при ламинарном течении в круглой трубе

μ	n/n_0 по (5.2)	n/n_0 (по 5.3)
0	0,948	1,000
0,0002	—	0,991
0,0004	—	0,986
0,001	—	0,975
0,002	—	0,962
0,004	—	0,940
0,005	0,916	0,931
0,01	0,885	0,893
0,02	0,833	0,836
0,03	0,789	0,790
0,04	0,750	0,750
0,05	0,716	0,715
0,10	0,578	0,576
0,20	0,394	0,383
0,30	0,274	0,245
0,50	0,131	0,056
1,0	0,021	-0,19
2,0	0,0005	-0,25

Как видно из приведенных данных, при $0,01 \leq \mu \leq 0,1$ значения \bar{n}/n_0 , вычисленные по формулам (5.2) и (5.3), различаются меньше, чем на 1%. При $\mu < 0,01$ следует, конечно, пользоваться формулой (5.3), при $\mu > 0,1$ — формулой (5.2).

Для диффузионного осаждения в плоскопараллельном канале с расстоянием $2h$ между стенками выведены следующие формулы.

Гормлеем [189] для больших $\mu = Dx/h^2 \bar{U}$

$$\bar{n}/n_0 = 0,9099 \exp(-1,885 \mu) + 0,0531 \exp(-21,43 \mu) \quad (5.4)$$

Кеннеди [190] для малых μ

$$\bar{n}/n_0 = 1 - 1,175 \mu + 0,1 \mu + 0,0175 \mu^2 \quad (5.5)$$

Де Маркусом [191] для любых μ

$$\bar{n}/n_0 = 0,9149 \exp(-1,885 \mu) + 0,0592 \exp(-22,33 \mu) + 0,0258 \exp(-151,8 \mu) \quad (5.6)$$

Ниже приведены значения \bar{n}/n_0 , вычисленные по этим формулам.

Т а б л и ц а 4
Диффузия аэрозолей к стенкам при ламинарном течении
в плоско-параллельном канале

μ	n/n_0 по (5.4)	n/n_0 по (5.5)	n/n_0 по (5.6)
0	0,963	1,00	1,00
0,001	0,960	0,988	0,993
0,002	0,957	0,982	0,987
0,005	0,949	0,966	0,971
0,01	0,936	0,946	0,951
0,02	0,911	0,915	0,920
0,05	0,846	0,846	0,852
0,1	0,760	0,758	0,764
0,15	0,688	0,685	0,692
0,20	0,625	0,620	0,629
0,30	0,518	0,507	0,520
0,40	0,428	0,407	0,430
0,60	0,294	0,233	0,295
0,80	0,201	0,08	0,202
1,0	0,138	—	0,139
1,5	0,054	—	0,054
2,0	0,021	—	0,021
4,0	0,0005	—	0,0005

Как видно из приведенных данных, формула (5.6) является действительно универсальной.

Томас [192] работал с «диффузионной батареей», состоявшей из 20 плоскопараллельных каналов с $h = 0,05$ мм и длиной 47 см. Через батарею пропускались аэрозоли диоктилфталата с $\bar{r} = 0,16-0,5$ мк со скоростью 4-20 см/сек. Для исключения входных эффектов в параллельных опытах аэрозоль пропускался через такую же батарею длиной 5 см и в основу расчетов бралось тиндаллиметрически измеренное отношение концен-

траций аэрозолей, выходящих из обеих батарей. Средние размеры частиц определялись по рассеянию света под двумя различными углами и по тиндаллевым спектрам высших порядков.

Было обнаружено, что определенные таким путем коэффициенты диффузии аэрозолей сильно (до двух раз) возрастали с ростом скорости течения. Такое же наблюдение было сделано Поллаком и др. [182]. Исходя из явно неверного предположения, что это явление вызвано турбулентностью, Томас экстраполировал полученные значения D к $\bar{U} = 0$. После этого вычисленные из D значения \bar{r} совпали с найденными оптическим путем при $\bar{r} = 0,16-0,30$ мк, но были все же заметно заниженными при $\bar{r} > 0,3$ мк. Что касается применения короткой батареи для исключения входных эффектов, то в одной статье [193] Томас сообщил, что таким способом получаются более точные результаты, а в другой статье [194] утверждал обратное.

Поллак и Метникс [195] обратили внимание на то обстоятельство, что в случае полидисперсного аэрозоля определенный из опыта коэффициент диффузии должен возрастать с увеличением скорости течения. Авторы берут для упрощения в формуле типа (5.2) только первый экспоненциальный член и принимают, что аэрозоль состоит из нескольких изодисперсных фракций. Пусть n_{i0} и \bar{n}_i — концентрации частиц i -й фракции у входа и выхода из канала, $n_0 = \sum_i n_{i0}$ и $\bar{n} = \sum_i \bar{n}_i$ — соответствующие суммарные концентрации и $p_{i0} = n_{i0}/n_0$ — доля частиц каждой фракции. Для i -й фракции мы имеем

$$\bar{n}_i = A n_{i0} \exp(-K D_i \bar{U}) = A n_0 p_{i0} \exp(-K D_i \bar{U}). \quad (5.7)$$

Определяемый из опыта коэффициент диффузии D' удовлетворяет уравнению

$$A n_0 \exp(-K D' \bar{U}) = \bar{n} = \sum_i \bar{n}_i = \sum_i A n_0 p_{i0} \exp(-K D_i \bar{U}). \quad (5.8)$$

Таким образом,

$$\exp(-K D' \bar{U}) = \sum_i p_{i0} \exp(-K D_i \bar{U}). \quad (5.9)$$

Далее авторы дифференцируют это уравнение по \bar{U} , считая D' постоянной величиной, что неправильно, так как D' есть функция \bar{U} . Поэтому мы в дальнейшем отступим от оригинального вывода.

Обозначая $\exp(-K D_i \bar{U}) = z_i$ и, далее, $z = 1 - x$ ($0 < x < 1$), мы получим из (5.9)

$$D' = -\frac{\bar{U}}{K} \ln \sum_i p_{i0} z_i; \quad \frac{dD'}{d\bar{U}} = \frac{1}{\bar{U}} \left(D' - \frac{\sum_i D_i p_{i0} z_i}{\sum_i p_{i0} z_i} \right) =$$

$$= \frac{1}{K} \left(-\ln \sum_i p_{i0} z_i + \frac{\sum_i p_{i0} z_i \ln z_i}{\sum_i p_{i0} z_i} \right) = \frac{1}{K} \left(\frac{\bar{z} \ln \bar{z}}{\bar{z}} - \ln \bar{z} \right) =$$

$$= \frac{1}{K(1-\bar{x})} \left[\left(\frac{\bar{x}^2}{2} + \frac{\bar{x}^3}{6} + \dots \right) - \left(\frac{\bar{x}^2}{2} + \frac{\bar{x}^3}{6} + \dots \right) \right] > 0 \quad (5.10)$$

так как $\bar{x}^n > x^n$. Таким образом, вычисляемая из опытов величина D' возрастает с увеличением скорости течения.

При $\bar{U} \rightarrow \infty$, разлагая экспоненциальные функции в (5.9), мы получаем

$$1 - \frac{KD'}{\bar{U}} = \sum_i p_{i0} \left(1 - \frac{KD_i}{\bar{U}} \right) \quad (5.11)$$

или

$$D' = \sum_i p_{i0} D_i, \quad (5.12)$$

т. е. в этом случае мы определяем среднее взвешенное значение D . Легко видеть, что этот вывод можно получить и из полной формулы (5.2).

При $\bar{U} \rightarrow 0$ можно, во всяком случае, ограничиться одним членом этой формулы, а в сумме $\sum_i p_{i0} \exp(-KD_i \bar{U})$ оставить один член, соответствующий фракции с наименьшим D . Пусть это будет первая фракция. В этом случае (5.9) принимает вид

$$\exp(-KD' \bar{U}) = p_{i0} \exp(-KD_1 \bar{U}). \quad (5.13)$$

При $\bar{U} \rightarrow 0$, очевидно, $D' \rightarrow D_1$, т. е. мы получаем из опыта наименьший коэффициент диффузии в смеси. Вопрос о том, остается ли этот вывод в силе при непрерывном распределении коэффициентов диффузии, требует специального рассмотрения, однако на практике все равно очень трудно определять D как при весьма малых, так и при весьма больших скоростях течения, и находимые из опыта значения D всегда будут лежать где-то между минимальным и средним взвешенным значением, причем тем ближе к последнему, чем больше \bar{U} .

В свете этих выводов несомненно, что Томас искусственно занижал в своих опытах D , чтобы получить лучшее совпадение с истинными размерами частиц. Объяснить результаты Томаса довольно трудно, так как более крупные, легче проходящие через каналы частицы сильнее рассеивают свет, и поэтому тин-

даллиметрический метод должен был давать несколько заниженные значения D . Что касается утверждения Томаса, что его аэрозоли были изодисперсны, так как давали Тиндаллевы спектры высших порядков, то здесь можно сослаться на работу Гойера и Пиджена [196], наблюдавших эти спектры в тумане, в котором радиусы 80% всех капелек лежали в пределах 0,37—0,63 мк, а остальных — за этими пределами.

С другой стороны возможно, что со временем удастся воспользоваться зависимостью измеренных значений D от скорости течения для того, чтобы определить распределение размеров частиц в полидисперсных аэрозолях. Для аэрозолей, состоящих из нескольких изодисперсных фракций, метод такого расчета уже дан в указанной работе Поллака и Метниекса.

Чемберлен и др. [197] пропускали через плоскопараллельные каналы атмосферные аэрозоли, активированные торонем, и определяли концентрацию на выходе из каналов 1) счетом частиц и 2) фильтрованием аэрозоля с последующим определением радиоактивности фильтра. Первый (более точный) метод давал в 2—3 раза более высокие значения D , чем второй. Это неудивительно, так как радиоактивность активированных частиц возрастает с увеличением их размера.

Существенным, но часто пренебрегаемым фактором при диффузионном методе исследования аэрозолей являются заряды частиц, вызывающие ускорение оседания частиц на стенках канала за счет зеркальных сил. Расчет осаждения с учетом как диффузии, так и зеркальных сил, весьма сложен, но оценить влияние последних все-таки можно. В плоскопараллельном канале с проводящими стенками существует следующая зависимость между начальным (при входе в канал) расстоянием частицы от ближайшей стенки y и абсциссой точки осаждения ее на стенке x :

$$\frac{Bq^2 x}{6\bar{U}h^3} = \frac{1}{2} \left(\frac{y}{h} \right)^4 - \frac{1}{5} \left(\frac{y}{h} \right)^5, \quad (5.14)$$

где q — заряд и B — подвижность частиц. Для отношения числа частиц, вышедших из канала и вошедших в него, мы получаем, учитывая параболический профиль течения,

$$\frac{\bar{n}}{n_0} = 1 - \frac{3y_0^2}{2h^2} \left(1 - \frac{y_0}{3h} \right), \quad (5.15)$$

где y_0 — значение y при x , равном длине канала.

Так как $Bq^2 x / 6\bar{U}h^3 = \mu q^2 / 6hkT$, то отношение скорости электростатического и диффузионного осаждения зависит только от ширины канала и заряда частиц. Для $h = 0,5$ мм и в области значений $\mu = 0,05$ —0,8, в которой обычно производятся измерения, это отношение равно $\sim 0,01$ при 1, $\sim 0,1$ при 10 и ~ 1 при 100 элементарных зарядах на частицах. При $h = 0,125$ мм те

же значения этого отношения достигаются при вдвое меньших зарядах. Таким образом, не принимать во внимание влияние электрических сил можно лишь при q порядка одного элементарного заряда. В этом выводе мы не учитывали зеркальной силы от другой стенки, но, как показывает расчет, этой силой можно пренебречь.

Нолен и Коннор [124] определили указанным на стр. 41 методом средний заряд и подвижность в отдельных фракциях аэрозоля, полученного барботажом воздуха через разбавленный раствор NaCl. Параллельно в цилиндрических капиллярах определялись коэффициенты диффузии, а из них — подвижности фракций. Оказалось, что определенные вторым методом подвижности в 7—11 раз больше, чем подвижности, определенные первым методом, причем это отношение возрастало с увеличением среднего заряда частиц, изменявшегося от фракции к фракции от 9 до 106 элементарных зарядов. Определенные диффузионным методом средние радиусы частиц в фракциях убывали при этом от $2,7 \cdot 10^{-8}$ до $1,1 \cdot 10^{-6}$ см, т. е. заряд уменьшался с ростом r , что противоречит и теории и опыту. Из приведенных выше расчетов несомненно, что причиной этих противоречий были неучтенные авторами зеркальные силы.

Теория диффузии к сфере из потока при малых Re_f и больших Pe (диффузионное число Пекле) разрабатывалась несколькими авторами, получившими для числа частиц, осаждающихся на сфере в 1 сек., выражение, выведенное ранее В. Левичем [198],

$$\Phi = 7,9 n_0 D^{1/2} U^{1/2} R^{1/2} \quad (5.16)$$

с несколькими другими значениями коэффициента, а именно 7,06 (Фридлендер [199]) и 8,5 (Г. Аксельруд [200]). В безразмерных параметрах Sh (число Шервуда, т. е. диффузионное число Нуссельта) и Pe формула (5.16) принимает простую форму

$$Sh = \beta Pe^{1/2} \quad (5.17)$$

где $\beta = 1,0$ по Левичу, 0,89 по Фридлендеру и 1,07 по Аксельруду.

По поводу пользующейся большой популярностью среди химиков-коллоидников мюллеровской [201] теории «ортокинетической» коагуляции, т. е. теории диффузии к сфере из потока, следует указать, что Мюллер исходил из неправильного граничного условия. Он принимал, что у поверхности шара градиент концентрации направлен повсюду по нормали к поверхности, и пренебрег тангенциальным переносом частиц в потоке. В результате Мюллер получил выражение для нормального градиента концентрации у поверхности, из которого следует, что

величина этого градиента есть функция полярного угла, что противоречит первоначальному предположению автора.

Экспериментальных данных по диффузионному осаждению аэрозолей из потока на сферических телах не имеется, однако для проверки формулы (5.17) можно воспользоваться данными Г. Аксельруда о скорости растворения шариков бензойной кислоты в масле при $Re_f = 0,1$ — $2,5$ и $Sc = \sqrt{D} = 2,3 \cdot 10^6$, из которых следует $Sh = 1,10 Pe^{1/2}$ в прекрасном согласии с теорией.

Для больших Re_f (600—2600) и тех же значений Sc Г. Аксельруд получил теоретически и экспериментально зависимость

$$Sh = 0,8 Re_f^{1/2} Sc^{1/2} = 0,8 Pe^{1/2} Re_f^{1/2} \quad (5.18)$$

Гарнер и др. [202, 203] в аналогичных опытах, но с водой в качестве растворителя при $Re_f = 100$ — 700 , $Sc \approx 10^3$ получил ту же зависимость, но с коэффициентом 0,95.

Аналогичная задача для диффузионного осаждения аэрозолей на цилиндре при малых Re_f и больших Pe была разрешена Г. Натансоном [204] на основе лэмбовских уравнений обтекания цилиндра вязким потоком. Для числа частиц, осаждающихся за 1 сек. на единице длины цилиндра, получено выражение

$$\Phi' = \frac{4,64 n_0 D^{1/2} U^{1/2} R^{1/2}}{[2(2,002 - \ln Re_f)]^{1/2}} \quad (5.19)$$

Фридлендер [199] несколько менее точным методом получил то же выражение с коэффициентом 3,52. В безразмерных параметрах формула (5.19) принимает вид

$$Sh = \frac{\beta Pe^{1/2}}{[2(2,002 - \ln Re_f)]^{1/2}}, \quad (5.20)$$

где $\beta = 1,17$ по Натансону и 1,035 по Фридлендеру.

Фридлендер считал, что его формула применима лишь при $Re_f < 0,001$, для $Re_f = 0,1$ он получил численным интегрированием формулу $Sh = 0,557 Pe^{1/2}$, хорошо согласующуюся с результатами измерений диффузионного тока от цилиндрического электрода при $Re_f = 0,1$ и $Pe = 1000$ [205].

Вычисление диффузионного осаждения частиц с учетом эффекта зацепления аналитическими методами, по-видимому, невозможно. Фридлендер предложил для этого следующий приближенный метод. Исходя из выражения для коэффициента осаждения на цилиндре за счет зацепления [206], он прибавляет к радиусу данной частицы ее «диффузионный радиус», т. е. радиус гипотетической частицы, для которой коэффициент осаждения за счет зацепления равен коэффициенту осаждения данной частицы за счет диффузии, вычисленному по формуле (5.19).

Сомнительно, чтобы этот способ расчета мог дать даже приближенно верные результаты.

До появления вышеуказанных работ обычно применялся предложенный Ленгмюром [207] упрощенный метод расчета диффузионного осаждения в потоке: принималось, что на коллекторе осаждаются частицы, движущиеся по линиям тока, в среднем отстоящим от поверхности коллектора на расстояние x , равное среднему броуновскому смещению $(4Dt/\pi)^{1/2}$, где t — время обтекания коллектора. Для цилиндра Ленгмюр принял за x среднее квадратичное расстояние линий тока от поверхности в интервале значений полярного угла θ от 30 до 150°, а за t — время прохождения этого интервала частицами среды. Таким образом, была получена формула (5.19) с коэффициентом 2,72.

Л. Радужкевич [208] в своем выводе (с учетом эффекта зацепления) допустил ту же ошибку, что и Мюллер (см. стр. 78). Он принял, что тангенциальная составляющая градиента концентрации частиц у поверхности цилиндра равна нулю, и получил для скорости диффузии к цилиндру при малых Re_f формулу, которая в отсутствие эффекта зацепления принимает вид $\Phi' = kn_0D$ (k — постоянная), т. е. скорость осаждения не зависит ни от диаметра цилиндра, ни от скорости течения, что физически неверно.

В случае потенциального обтекания цилиндра при больших числах Re

$$\Phi' = \frac{8}{\sqrt{\pi}} n_0 D^{1/2} U^{1/2} R^{1/2} \quad (5.21)$$

(формула Буссинека).

ВОЛОКНИСТЫЕ И ТКАНЕВЫЕ ФИЛЬТРЫ

Теория волокнистых фильтров развивается очень медленно. Одной из главных причин ее отставания является то обстоятельство, что большинство авторов исходит в своих расчетах из осаждения аэрозолей на изолированных волокнах, т. е. на основе лэмбовского поля обтекания цилиндра. Поэтому в результате расчетов входит число Re_f . Между тем, как уже неоднократно отмечалось, при небольших значениях Re_f течение в фильтрах автомодельно. Как показали Тамада и Фудзикава [209], аналогично обстоит дело уже при течении через ряд параллельных цилиндров. В этом случае сила F' , действующая на 1 см длины цилиндра, при малых Re_f пропорциональна скорости течения, т. е. последнее автомодельно, причем эта пропорциональность соблюдается до тем более высоких значений Re_f , чем меньше отношение расстояния между осями цилиндров h к их диаметру (рис. 35). Очевидно, для создания теории фильтрации следует брать в основу вязкое течение в системе цилиндров при малых Re_f , определив его в модельных

опытах или рассчитав теоретически. По второму пути первые шаги уже сделаны японскими гидродинамиками [210].

Трудность расчета эффективности фильтров обусловлена далее одновременным действием нескольких механизмов осаждения. Простое суммирование отдельных эффектов, практикуемое некоторыми авторами [211, 212], не может привести даже к приблизительно правильным результатам. Аналитическими методами эта задача неразрешима, применение численных методов потребует, конечно, огромного труда, но это — единственный путь к решению данной задачи.

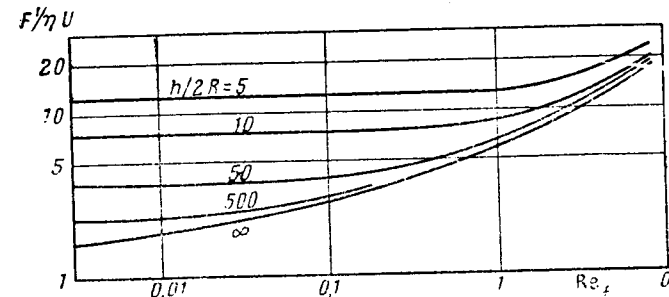


Рис. 35. Гидродинамические силы в системе параллельных цилиндров.

Из очень небольшого числа работ по теории фильтрации, появившихся в последнее время, остановимся лишь на работе Фридлендера [213]. Из формулы (5.20) следует, что коэффициент диффузионного осаждения α_D на отдельном цилиндрическом волокне пропорционален $Pe^{-1/2}(2,002 - \ln Re_f)^{-1/2}$. Фридлендер берет в уравнении течения (без достаточных оснований) $k Re_f^{1/2}$ вместо $(2,002 - \ln Re_f)^{-1}$ (k — константа), откуда следует, что α_D пропорционально $Re_f^{1/2} Pe^{-1/2}$ и

$$\alpha_D Pe r/R = k' Pe^{1/2} Re_f^{1/2} r/R. \quad (5.22)$$

Коэффициент осаждения за счет зацепления равен [214]

$$\alpha_h = [(1 + r/R) \ln(1 + r/R) - \frac{(r/R)(2 + r/R)}{2(1 + r/R)}] / (2,002 - \ln Re_f) \approx \frac{(r/R)^2}{2,002 - \ln Re_f},$$

откуда

$$\alpha_h Pe r/R = k'' Re (r/R)^3 Re_f^{1/2} = k'' [Pe^{1/2} Re_f^{1/2} / R]^3. \quad (5.23)$$

При малых Pe и r/R , когда преобладает эффект диффузии, следует применять формулу (5.22), при больших — формулу (5.23).

Откладывая в координатах $\lg(\varepsilon r Pe/R)$, $\lg(Pe^{1/2} Re_f^{1/2} r/R)$ экспериментальные данные ряда авторов по фильтрации аэрозолей через волокнистые фильтры, относящиеся к значениям $Stk < 1$, Фридлендер действительно получил кривую, тангенс наклона которой при малых значениях $Pe^{1/2} Re_f^{1/2} r/R$ имеет величину $\sim 1,2$, при больших — величину ~ 3 , и пришел к выводу, что инерционным эффектом в волокнистых фильтрах при $Stk < 1$ и $Re_f < 1$ можно пренебречь. В этих расчетах допущены следующие ошибки. 1) Как уже указывалось, течение в фильтрах не зависит от числа Re_f ; 2) в широком интервале значений Re_f (0,01—2), к которому относятся экспериментальные данные, использованные Фридлендером, нельзя заменять $(2,002 - \ln Re_f)^{-1}$ на $k Re_f^{1/2}$; 3) верхняя часть кривой Фридлендера построена по данным Уонга и др. (рис. 38, стр. 85), из которых видно, что, начиная уже со $Stk \approx 0,7$, ε резко возрастает с увеличением числа Stk . Поэтому выводы этой работы малоубедительны.

Для характеристики качества фильтров при определенных стандартных условиях фильтрации, т. е. при данных значениях r и U , целесообразно пользоваться отношением логарифма проскока к сопротивлению фильтра

$$\beta = \frac{\lg(1 - \varepsilon)}{\Delta p}, \quad (5.24)$$

так как эта величина не изменяется при соединении нескольких фильтров в один многослойный фильтр [215]. Для характеристики качества фильтровального материала можно использовать ту же формулу, поскольку толщина фильтра в нее не входит.

Из экспериментальных работ остановимся сперва на опытах Галлили [216] с «модельным» фильтром: довольно изодисперсные туманы диоктилфталата с $r = 0,55—0,70$ мк, не содержащие заряженных частиц, пропускались со скоростью 12—18 см/сек через трубку диаметром 5 см, в которую было вставлено большое число решеток из параллельно натянутых проволок с радиусом $R = 0,025$ мм. Расстояние между проволоками h варьировало от 0,13 до 0,27 мм, расстояние между решетками равнялось 5,5 мм. Число Re_f изменялось в пределах 0,36—0,54, Stk — в пределах 0,018—0,043, r/R — в пределах 0,022—0,028. По проскоку аэрозоля вычислялся коэффициент осаждения на отдельных проволоках ε , возраставший с увеличением U и r . Изменение U влияло на величину ε сильнее, чем изменение r^2 ; кроме того, указанные значения Stk значительно ниже критических при вязком обтекании изолированных цилиндров. От-

сюда следует, что либо эффект зацепления (вопреки мнению Галлили) играл в этих опытах существенную роль, либо наличие соседних цилиндров на указанных выше расстояниях так сильно изменяет поле течения, что сделанные для изолированных цилиндров расчеты не дают даже правильного порядка величины ε на системе цилиндров. Значения ε , полученные в этих опытах, приведены на рис. 36. Из формулы Девиса [217] для этих значений Stk и r/R следует $\varepsilon = 4,5—5,1 \cdot 10^{-3}$, т. е. величина того же порядка. При уменьшении расстояния h между проволоками ε вначале сильно возрастало, как и следовало

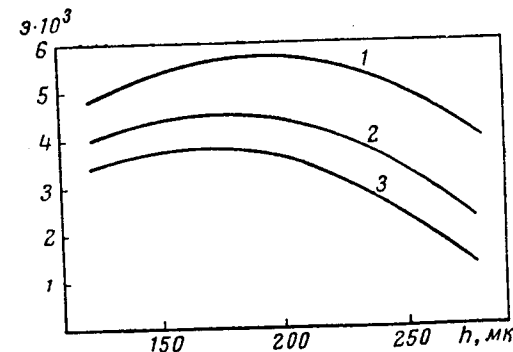


Рис. 36. Коэффициент осаждения на проволоках в зависимости от расстояния между ними:

1—18,7 см/сек; 2—15,0 см/сек; 3—12,5 см/сек. $r = 0,60$ мк.

ожидать, так как при этом линии тока приближались к проволокам. Удивительно, что при дальнейшем уменьшении h ε переставало изменяться или лишь слегка убывало. Галлили объясняет это отражением капелек от поверхности проволок, однако при сравнительно малых U в этих опытах такое объяснение не кажется убедительным. Вообще же опыты с модельными фильтрами представляют большой интерес для теории фильтрации аэрозолей через волокнистые фильтры.

В опытах Томаса и Иодера [218] довольно изодисперсный туман диоктилфталата пропускался через фильтр толщиной 1,2 см из покрытых смолой стеклянных волокон с $R = 0,75$ мк. Результаты этих опытов (рис. 37) ясно показывают существование радиуса частиц r_{min} , при котором эффективность фильтра минимальна, причем, в согласии с теорией, r_{min} убывает с ростом скорости течения. Поэтому некоторые авторы, работавшие при больших скоростях течения, и не обнаружили существования r_{min} . При сравнении результатов Томаса и Иодера с данными других авторов (см., например, рис. 38), следует учесть, что первые

получены при значительно меньших скоростях течения и на очень тонких волокнах, и основную роль здесь играли эффекты диффузии (на это указывает убывание \mathcal{E} с ростом скорости течения) и зацепления. В левой части кривых на рис. 37 диффузия доминирует над всеми остальными механизмами и \mathcal{E} убывает

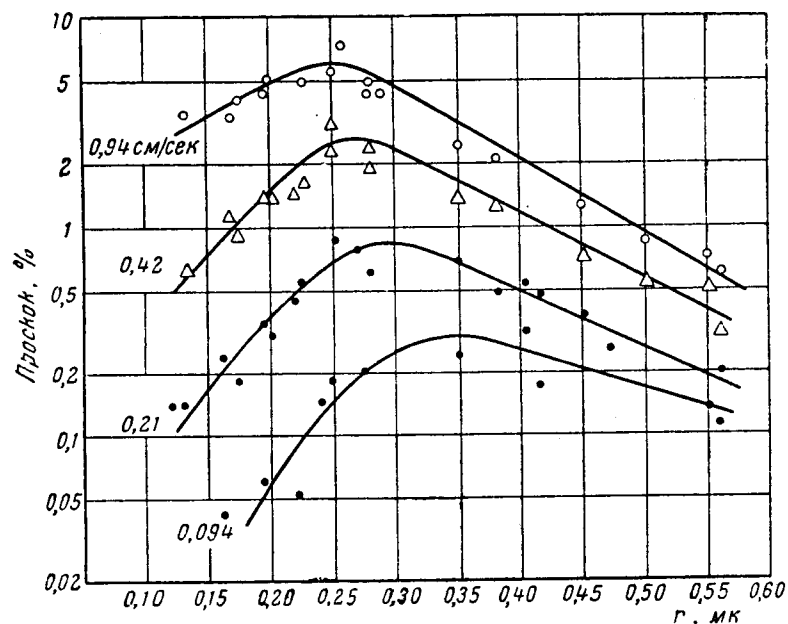


Рис. 37. Зависимость эффективности фильтров из стеклянных волокон от размера частиц и скорости течения.

с ростом r . Правая часть кривых соответствует левой части кривых Рамскилла и Андерсона [219]: здесь \mathcal{E} повышается с ростом r и понижается с ростом U . Просмотр указанных кривых показывает, что эта область ясно выражена лишь в фильтрах с очень тонкими волокнами. Поэтому, хотя диффузионный эффект в этой области еще превалирует над инерционным, суммарный эффект инерции и зацепления уже больше диффузионного эффекта.

В опытах Уонга и др. [220] довольно монодисперсные туманы H_2SO_4 с $\bar{r} = 0,2-0,65$ мк пропускались через фильтры из стеклянных волокон с $R=3,5-9,6$ мк и коэффициентом заполнения пространства $\phi = 0,045-0,10$ при $U = 17-260$ см/сек, т. е. при $Re_f = 0,04-1,4$. Из опытов вычислялись коэффициенты осаждения на отдельных волокнах \mathcal{E} в функции Stk при

разных значениях r/R , приведенные на рис. 38, из которого ясно видно, что при $Stk < 0,5$ инерционный эффект практически не играет роли.

Гемфри и Гаден [221] пропускали споры *Bac. subtilis* с $\bar{r} = 0,575$ мк через фильтр из стеклянных волокон, склеенных смолой, и обнаружили очень пологий максимум эффективности при

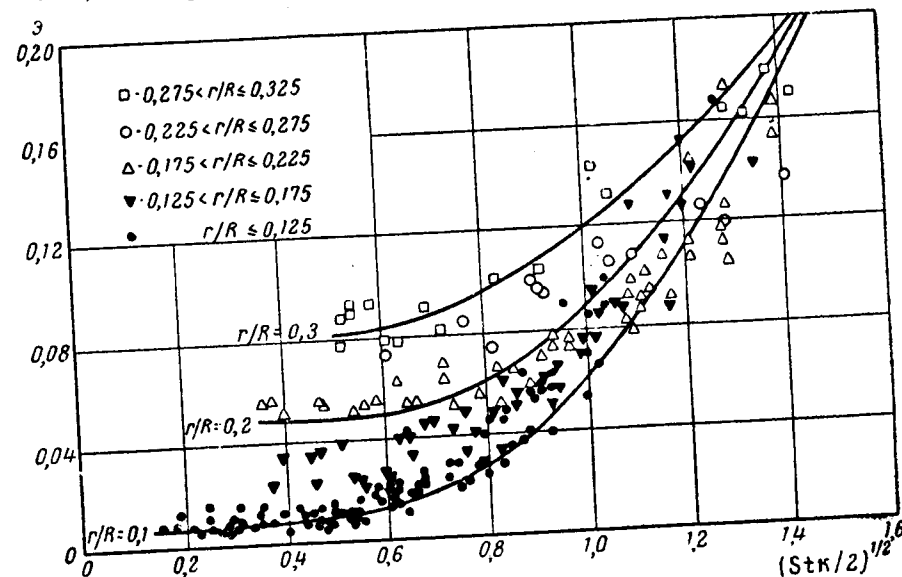


Рис. 38. Зависимость эффективности фильтров из стеклянных волокон от Stk и r/R .

$U = 30$ см/сек. В опытах с многослойными фильтрами строго соблюдалась пропорциональность логарифма проскока и числа слоев, что указывает на высокую степень изодисперсности этих спор.

Большое влияние на эффективность фильтров оказывает, по-видимому, равномерность их строения. Рыхлые места в фильтрах обладают одновременно меньшей фильтрующей эффективностью и меньшим сопротивлением течению, и в случае высокодисперсных аэрозолей эти два эффекта складываются. К сожалению, опытных данных по этому вопросу в литературе нет.

Обратное действие производит частичное забивание фильтров. При этом большое значение имеет строение осадка: угольная пыль, образующая на волокнах фильтра агрегаты в форме торчащих разветвленных цепочек, весьма значительно повышает \mathcal{E} , тогда как сферические частицы метиленовой голубой

(полученные распылением раствора красителя и высушиванием капелек) лежат на самой поверхности волокон, не дают агрегатов и оказывают довольно слабое влияние на \mathcal{E} [222].

Леерс [223] пропускал аэрозоли NaCl ($r = 0,2$ мк) через очень тонкие (0,1 мм) фильтры, на которых было удобно рассматривать строение осадка. Частицы осаждались преимущественно на ранее осадившихся частицах, при этом постепенно возникали разветвленные цепочки, образовавшие внутри фильтра вторичный фильтр из очень тонких пылевых волокон. При этом эффективность фильтра возрастала значительно скорее, чем его сопротивление. Автор объяснил рост агрегатов механическим захватом, но, по-видимому, главную роль здесь играют электрические силы [224]. Капельки же туманов дают обратный эффект — они растекаются по поверхности волокон, увеличивают их диаметр и тем самым снижают \mathcal{E} фильтра.

Аналогичное явление наблюдалось при пропускании тумана из водного раствора H_2SO_4 через фильтры из стеклянного волокна в опытах Ферза [225], работавшего с формованными фильтрами (preforged filter-mats), полученными отжигом спрессованной стеклянной ваты с $R = 2,5-7,5$ мк. При длительном испытании таких фильтров они давали $\mathcal{E} = 0,95-0,97$. После обработки волокон силиконом \mathcal{E} повышалось до $0,996-0,998$. При этом капельки тумана, сливаясь на гидрофобизированных волокнах, образовывали крупные сферические, легко стекавшие с волокон капли.

Ламер и Дрозин [226] при фильтровании монодисперсных аэрозолей с $r = 0,1-0,6$ мк через различные волокнистые фильтры нашли, что \mathcal{E} линейно убывает с ростом r (\mathcal{E} варьировало в этих опытах от 0,70 до 0,93). Несомненно, что сложная действительная зависимость между \mathcal{E} и r здесь случайно аппроксимировалась такой простой зависимостью. При фильтровании аэрозолей с твердыми частицами (синтетического воска) $\lg(1-\mathcal{E})$ линейно убывал с ростом количества осадка на фильтре. Такой зависимости также очень трудно дать теоретическое объяснение.

Осаждение твердых частиц не всегда повышает \mathcal{E} . По наблюдениям Хазенклевера [227] при пропускании кварцевой полидисперсной пыли с $r < 2,5$ мк через бумажный фильтр со скоростью 6 м/сек \mathcal{E} вначале несколько возрастает (с 0,85 до 0,95), а затем постепенно падает (при $\mathcal{E} = 0,3$ опыт был прекращен). По-видимому, в этих условиях создается настолько большой перепад давления, что частицы продавливаются через фильтр.

В ряде работ исследовано влияние зарядов частиц и волокон на эффективность фильтров. По опытам Россано и Сильвермана [228] при пропускании аэрозоля из метиленовой голубой с $r = 1$ мк через фильтр из стеклянных волокон с $R = 25$ мк со скоростью 16 м/сек для незаряженных аэрозолей $\mathcal{E} = 0,65$, для

униполярно заряженных с средним зарядом 1000 элементарных зарядов на частице $\mathcal{E} = 0,72$. Авторы объясняют этот эффект тем, что осаждающиеся частицы отталкивают вновь поступающие в фильтр частицы и замедляют их движение в лобовом слое фильтра. В действительности эффект вызван, конечно, зеркальными силами.

Заметное повышение эффективности фильтров из стеклянных волокон при покрывании их слоем вещества с высокой изолирующей способностью — полиэтилена или полистирола, наблюдалось Винкелем [229], причем тончайший слой глицерина, нанесенный на обработанные таким образом волокна, оказывал обратное действие.

Для того чтобы шерстяно-смоляные электростатические фильтры сохраняли свою эффективность достаточно долго, необходимо применение смол с удельным сопротивлением порядка 10^{21} ом·см [230]. Такие фильтры можно хранить более 10 лет, однако они быстро теряют эффективность при пропускании через них некоторых туманов (например, трикрезилфосфата) и радиоактивных аэрозолей, при облучении рентгеновскими лучами и т. д.

При сравнении электростатических фильтров с асбесто-целлюлозными (аэрозоль из метиленовой голубой) оказалось, что при малой скорости течения (до 30 см/сек) большей эффективностью обладают первые, при большой скорости — вторые [228]. Это неудивительно, так как влияние электрических сил падает с ростом скорости течения.

Джиллесли [231] пропускал через шерстяно-смоляные фильтры нейтральные аэрозоли стеариновой кислоты и заряженные аэрозоли, полученные распылением растворов полистирола. Как и следовало ожидать, в данном случае эффект зарядки частиц был выражен очень сильно, причем возрастал с убыванием размера частиц.

Биллингс и др. [232] описали электростатический фильтр с внешним полем: фильтр толщиной 12 мм из стеклянных волокон с $R = 0,5-1,5$ мк, покрытых фенольной смолой, был помещен между металлическими сетками. При пропускании аэрозоля $CuSO_4$ с $r = 0,9$ мк эффективность фильтра равнялась 0,92, при наложении на сетки разности потенциалов в 10—15 кв \mathcal{E} повысилось до 0,98. Так как заряд частиц не измерялся, то трудно сказать, каков механизм этого явления, — непосредственное ли это действие поля на заряженные частицы или влияние индукционных сил, обусловленное неоднородностью поля между волокнами.

В последнее время для исследования аэрозолей широко применяются мембранные фильтры с очень узкими капиллярными каналами шириной порядка 0,1—1 мк. При фильтровании через

эти фильтры, помимо рассмотренных ранее механизмов осаждения, известную роль играет и механическое удержание частиц, размер которых больше ширины каналов.

Фицджеральд и Детвейлер [233] обнаружили при пропускании аэрозоля $KMnO_4$ через фильтры Миллипор АА и НА, этого

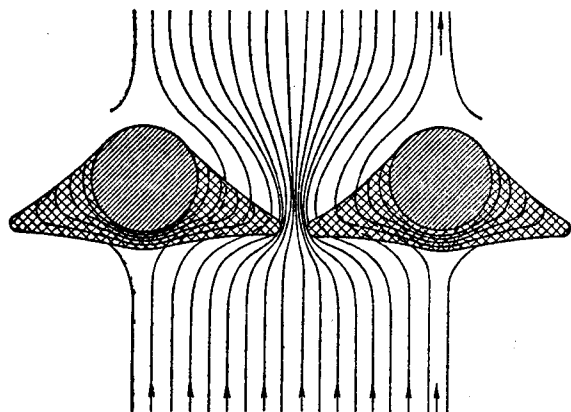


Рис. 39. Образование пылевого осадка на металлической сетке.

типа, что при $r > 0,05$ мк аэрозоль задерживается полностью, при $r = 0,01-0,013$ мк \mathcal{E} достигает минимальной величины — 0,78 при $H = 10$ см/сек, 0,62 при 20 см/сек и 0,20 при 40 см/сек, а при дальнейшем убывании r \mathcal{E} снова возрастает. Однако Валькенгорст [234], работавший при $U = 32$ см/сек с аэрозолем WO_3 , нашел, что \mathcal{E} тонких немецких мембранных фильтров непрерывно убывает с уменьшением r от 0,994 при $r = 0,05$ мк до 0,972 при $r = 0,005-0,01$ мк. В чем причина этого разногласия, сказать трудно, по-видимому, в различной ширине каналов в испытывавшихся фильтрах.

Мембранные фильтры применяются как при определении весовой концентрации, так и при исследовании аэрозолей под микроскопом и при определении счетной концентрации. Частицы практически полностью осаждаются на лобовой поверхности фильтра и оказываются в одной оптической плоскости, что, понятно, имеет очень большое значение при микроскопии. Найдены способы и для электронной микроскопии частиц, осаждаемых на этих фильтрах.

Снайдер и Принг [235] исследовали вопрос о забивании тканевых (рукавных) фильтров твердыми частицами. Повышение сопротивления фильтров при забивании их грубыми аэрозолями может быть выражено формулой $\Delta p = kG$, где G — масса осад-

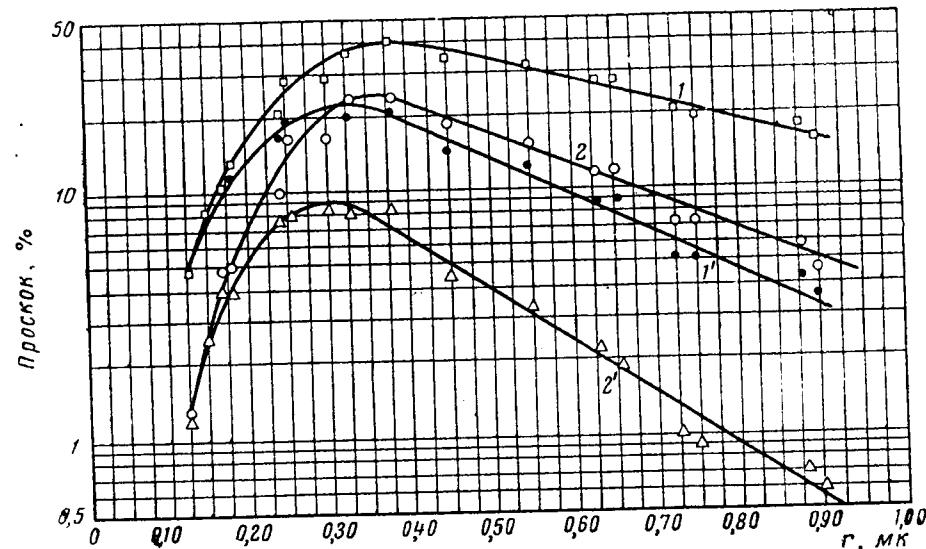


Рис. 40. Фильтрация аэрозолей через колонку с дробью.

1 — восходящий поток, 1' — нисходящий поток, $U = 1,49$ см/сек; 2 — восходящий поток, 2' — нисходящий поток, $U = 0,745$ см/сек. Радиус дробинки $R = 0,75$ мм, высота колонки 80 см, площадь сечения 11,2 см².

ка на 1 см² фильтра. В случае тонкодисперсных аэрозолей коэффициент k несколько увеличивается с ростом G , очевидно, из-за уплотнения осадка по мере возрастания G . Чем больше удельная поверхность волокон в ткани, тем меньше k . Поэтому в тканях с ворсом k меньше, чем в гладких тканях. Так, для одного и того же аэрозоля в стеклянной ткани k в 10 раз, а в орлоновой ткани со слабым начесом — в 4 раза больше, чем в такой же ткани с сильным начесом, а вообще говоря в различных тканях и для разных аэрозолей k может варьировать более чем в 1000 раз.

Н. Елисеев [236] изучил механизм образования аэрозольных осадков на тканях в модельных опытах по фильтрованию дымов PbO и ZnO через металлические сетки с радиусом проволоки 25 мк и просветом 80 мк (рис. 39). Как видно из рисунка, образующиеся на лобовой стороне нитей осадки растут в ширину больше, чем в толщину, и в конце концов перекрывают промежутки между нитями, образуя сплошной фильтрующий слой, непроницаемый для частиц, из которых он образовался. Степень заполнения пространства в таком слое $\phi = 0,06$, т. е. он очень рыхлый; этим объясняется его сравнительно малое сопротивление течению газа.



Рис. 41. Осаждение частиц на зернистой набивке в восходящем и нисходящем потоках.

При первом запылении чистой ткани для образования фильтрующего слоя требуется очень мало осадка — порядка 10 г/м^2 . Как известно, фильтровальные ткани (рукава) периодически продувают воздухом в обратном направлении и встряхивают для удаления осадка. При этом удаляется меньше осадка, чем было задержано, и при длительной работе плотность осадка доходит до 1000 г/м^2 . По-видимому, наряду с «активным» осадком, образующим фильтрующий слой, на ткани скапливается большое количество пассивного осадка. После каждой продувки в фильтрующем слое образуются каналы, через которые проскакивает аэрозоль, однако они весьма быстро забиваются, для чего требуется всего лишь $0,2\text{—}0,3 \text{ г/м}^2$ осадка. Интересно, что сопротивление неразрушенного фильтрующего слоя одинаково в обоих направлениях, в разрушенном же слое сопротивление при обратной продувке в 2—3 раза меньше, чем при прямой — сидящие в верхней части каналов агрегаты действуют, как шаровые клапаны. Далее Н. Елисеев показал, что обратная продувка без деформации ткани весьма малоэффективна, она снижает сопротивление лишь на 6—15%, тогда как деформация ткани так сильно разрушает осадок, что сопротивление снижается на 70—94%. На практике обратная продувка всегда сопровождается сильной деформацией рукавных фильтров.

Томас и Иодер [237] исследовали фильтрацию высокодисперсных аэрозолей через колонки с зернистой набивкой. На рис. 40 приведены кривые фильтрации аэрозолей дибутилфталата через колонку с дробью; все данные в подписи к рисунку. В этих условиях (малые скорости течения, очень большое R) эффекты зацепления и инерции должны быть ничтожными и общая эффективность очень мала. Основную роль играют диффузионный (преобладающий в восходящей ветви кривых) и седиментационный (преобладающий в нисходящей ветви) механизмы. Поэтому \mathcal{E} весьма сильно убывает с ростом скорости течения. Большая роль седиментации ясно сказывается в зависимости \mathcal{E} от направления течения. Вероятный механизм этого явления виден из рис. 41, на котором изображена суммарная скорость седиментирующей частицы в восходящем и нисходящем течении. Аналогичные кривые авторы получили с колонками из песка [218], причем \mathcal{E} заметно убывает с ростом как скорости течения, так и размера зерен. При этом зерна неправильной формы дают лучший эффект, чем округленные.

Интересны опыты с фильтрованием через колонку с дробью

полистиролового аэрозоля с большими зарядами на частицах. При обработке колонки радиоактивным препаратом, разряжающим аэрозоль, проскок возрастал в 7—15 раз. Такой высокий эффект индукционных сил в колонке объясняется низкой эффективностью других механизмов осаждения в данных условиях.

ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ В ДЫХАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ И ПРИ БАРБОТАЖЕ

Переходим к осаждению аэрозолей в дыхательной системе*. Опыты Морроу и др. [238] проводились с аэрозолями NaCl с $r = 0,02\text{—}0,35 \text{ мк}$, причем в зависимости от частоты дыхания эффективность осаждения \mathcal{E} во всей дыхательной системе колебалась от 50 до 80%. Следует учесть, что частицы должны заметно укрупняться в дыхательной системе, насыщенной водяным паром.

В опытах Альтшулера и др. [239] дыхание производилось через рот; применялись довольно монодисперсные туманы трифенилфосфата ($\gamma = 1,3$) и определялось суммарное осаждение во всей дыхательной системе. Результаты опытов приведены на рис. 42; в подписи к рисунку указана частота дыхания. Минимум \mathcal{E} наблюдался при $r = 0,2 \text{ мк}$. Обращает на себя внимание большое различие в величине \mathcal{E} у различных индивидуумов (на рисунке А, В и С).

В опытах Дотрбанда и др. [240], проводившихся с полидисперсными пылями угля и Fe_2O_3 , а также с частицами, полученными распылением туши, величина \mathcal{E} для частиц различного размера определялась путем сравнения кривых распределения размеров частиц во вдыхаемом и выдыхаемом воздухе, т. е. не очень надежным методом. Был найден минимум осаждения во всей дыхательной системе при $r \approx 0,3 \text{ мк}$, а в более поздней работе авторов — слабо выраженный минимум при $r \approx 0,12\text{—}0,15 \text{ мк}$. На рис. 43 показаны результаты, полученные при частоте дыхания 10 вдохов в 1 мин. Кривая В относится к воздуху, выдыхаемому в конце нормального выдоха, т. е. к осаждению в легких, которое, таким образом, значительно больше, чем среднее осаждение во всей дыхательной системе (кривая А). Еще выше осаждение собственно в альвеолах. Для его определения измерялась концентрация частиц в воздухе, оставшемся в легких после нормального выдоха. Оказалось, что в альвеолах осаждается независимо от частоты дыхания $\sim 90\%$ проникших туда частиц с $r = 0,1 \text{ мк}$; 95% с $r = 0,2 \text{ мк}$ и 100% с $r > 0,5 \text{ мк}$.

* В § 41 «Механики аэрозолей» следует внести следующие исправления: «дыхательные пути» исправить на «дыхательную систему», «нижние дыхательные пути» на «легкие», «верхние дыхательные пути» на «верхнюю часть дыхательной системы». На рис. 62 приведены не радиусы, а диаметры частиц.

Приводимые в литературе данные о поглощении аэрозолей пенами [241] не относятся к введенным в практику газоочистки М. Позиным [242] «пенным аппаратам», в которых газы пропускаются с большой скоростью (1—3 м/сек из расчета на все сечение

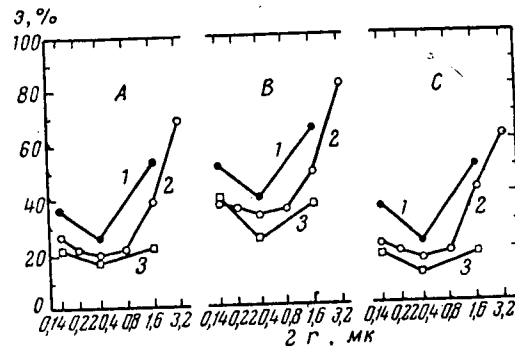


Рис. 42. Осаждение аэрозолей в дыхательной системе трех индивидуумов:
1 — 9 вдохов в мин.; 2 — 15 вдохов в мин.; 3 — 21 вдох в мин.

аппарата) через решетку с широкими отверстиями в воду без добавки вспенивателей. В этом случае образуется довольно тонкий слой очень грубой, быстро разрушающейся и вновь образую-

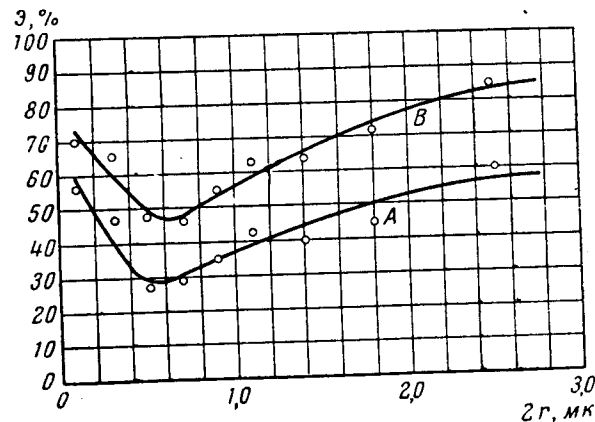


Рис. 43. Осаждение аэрозолей в различных частях дыхательной системы.

щейся пены, и основной механизм осаждения аэрозолей здесь несомненно турбулентно-инерционный. Поэтому эти аппараты весьма эффективны по отношению к грубым аэрозолям, но мало-

эффективны при пропускании через них, например, тумана серной кислоты с $r = 0,1 - 1$ мк.

Уменьшение эффективности поглощения аэрозолей при барботаже по мере повышения температуры воды [243] вызвано главным образом стефановским потоком (стр. 21).

Объяснение, ранее данное автором обзора [244] благоприятному действию смачивателей при барботаже аэрозолей, недостаточно. Несомненно, что добавка смачивателей облегчает проникновение частиц пыли в воду. К этому вопросу мы вернемся ниже (стр. 131).

ДЕФОРМАЦИЯ КАПЕЛЕК В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В заключение этой главы приведем более точные данные о деформации капелек в электрическом поле по вычислениям Конского и Течера [245] для капелек воды и диоктилфталата при 25° . e означает эксцентриситет деформированной капли, имеющей форму вытянутого эллипсоида, c/a — отношение осей, E выражено в эл. ст. ед. *.

Таблица 5

Деформация капель в электрическом поле.			
e	c/a	rE^2 (вода)	rE^2 (диоктилфталат)
0	1	0	0
0,01	—	—	0,043
0,02	—	0,16	0,174
0,05	1,001	1,00	1,088
0,10	1,005	4,00	4,36
0,20	1,02	15,9	17,45
0,30	1,048	35,2	39,4
0,40	1,09	61,1	70,4
0,5	1,15	92,3	110,9
0,7	1,4	159	224,6

Как показывают расчеты, при $e = 0,45 - 0,70$ для водяных капель (для которых можно принять $\epsilon_k = \infty$) можно аппроксимировать сложные выражения для e в функции rE^2 , по которым составлена табл. 5, простой формулой $e = 0,003 rE^2 + 0,223$. Результаты опытов Конского и Гантера [246] с каплями воды, подвешенными на тонких стеклянных нитях, в поле с $E = 38$ эл. ст. ед., причем e менялось в пределах 0,49—0,63, дали совпадение с этой формулой с точностью до 1—2%, но уже при $e = 0,46$ совпадение было заметно хуже.

* В «Механике аэрозолей», стр. 219, по ошибке указано, что E выражено в в/см.

Глава 6

ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИФфуЗИЯ АЭРОЗОЛЕЙ

ДИФфуЗИЯ АЭРОЗОЛЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

В последнее время аэрозоли с успехом применяются для исследования турбулентной диффузии, особенно в атмосфере. При этом обычно предполагается, что движения частиц и прилегающих к ним объемов среды идентичны, что верно лишь при достаточно малых размерах частиц. В этом случае основные положения теории турбулентной диффузии в однородной среде применимы и к диффузии аэрозолей и все рассмотренные ниже величины могут относиться и к элементам среды, и к частицам.

Ограничимся для простоты случаем стационарного однородного турбулентного потока, в котором ни усредненная скорость течения, ни интенсивность турбулентности не зависят от времени и пространственных координат, и выберем систему координат, движущуюся со средней скоростью потока. Обозначим через U' мгновенную скорость частицы и через X смещение частицы (или элемента среды) вдоль одной из осей; в этой системе координат, очевидно, $\bar{U}' = 0$ и $\bar{X} = 0$. В теории турбулентной диффузии основную роль играет Лагранжев (временной) коэффициент корреляции

$$R_\alpha = \frac{\overline{U'(t)U'(t+\alpha)}}{\overline{U'^2(t)}}, \quad (6.1)$$

характеризующий зависимость между пульсационной скоростью одной и той же частицы в моменты t и $t + \alpha$, и Лагранжев масштаб турбулентности

$$L = \int_0^\infty R(\alpha) d\alpha, \quad (6.2)$$

характеризующий интервал времени, по истечении которого пульсационное движение частицы делается независимым от начального движения.

Как показывают некоторые теоретические соображения и экспериментальные данные, можно с большой долей достоверности предполагать, что вероятность перехода частицы $w(x_0, x, t)$ [247], выражающаяся в случае броуновской диффузии функцией Гаусса, близка к этой функции и при турбулентной диффузии. Полагая ввиду однородности потока $x_0 = 0$, мы можем таким образом написать

$$w(x, t) = \frac{1}{(2\pi\bar{X}^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\bar{X}^2}\right), \quad (6.3)$$

откуда следует, что коэффициент турбулентной диффузии выражается формулой

$$D_t = \frac{\bar{X}^2}{2t}. \quad (6.4)$$

Дифференцируя \bar{X}^2 по t , мы получаем

$$\frac{1}{2} \frac{d\bar{X}^2}{dt} = \overline{X(t)U'(t)} = \int_0^t U'(t)U'(t') dt' = \overline{U'^2} \int_0^t R(\alpha) d\alpha, \quad (6.5)$$

откуда следует основная формула теории турбулентной диффузии

$$\bar{X}^2 = 2\overline{U'^2} \int_0^t (t-\alpha) R(\alpha) d\alpha. \quad (6.6)$$

При $t \ll L$, $R(\alpha) \approx 1$

$$\bar{X}^2 \approx \overline{U'^2} t^2. \quad (6.7)$$

При $t \gg L$

$$\bar{X}^2 = 2\overline{U'^2} tL - 2\overline{U'^2} \int_0^\infty \alpha R(\alpha) d\alpha \approx 2\overline{U'^2} tL, \quad (6.8)$$

так как при $t \gg L$ второй член имеет величину порядка $\overline{U'^2} L^2$, и им можно пренебречь по сравнению с первым членом. Мы имеем здесь таким образом полную аналогию с броуновской диффузией [248].

Понятие о коэффициенте турбулентной диффузии получает определенный физический смысл лишь при $t \gg L$, а величина L в турбулентной диффузии играет роль, аналогичную роли величины τ в броуновской диффузии. Для D_t можно получить, помимо (6.4), следующие выражения

$$D_t = \overline{U'^2} L = \frac{1}{2} \frac{d\bar{X}^2}{dt} = \overline{X(t)U'(t)} \quad (t \gg L). \quad (6.9)$$

Роль кажущейся средней длины пути [249] в данном случае играет величина $(\bar{U}^2)^{1/2} L$.

Значительно хуже разработана теория относительной диффузии системы частиц *. По Бечелору [250] при расстоянии ρ между двумя частицами, превышающим внутренний масштаб турбулентности λ_0 , но малым по сравнению с внешним (основным) масштабом и при высоких числах Re :

$$\frac{d\rho^2}{dt} \approx (\epsilon \rho_0)^{1/2} t; \quad \rho^2 - \rho_0^2 \approx \epsilon^{1/2} \rho_0^{1/2} t^2 \quad (6.10)$$

(ϵ — скорость рассеяния турбулентной энергии в 1 г вещества среды **) в том случае, если t так мало, что относительное движение частиц зависит от начального расстояния ρ_0 между ними, и

$$\frac{d\rho^2}{dt} \approx \epsilon t^2 \approx \epsilon^{1/2} (\rho^2)^{1/2} \quad (6.11)$$

при достаточно больших t . Уравнение (6.11) соответствует формуле Ричардсона [251] для относительной диффузии $D_z \approx 0,2 \epsilon^{1/2}$, так как $\frac{1}{2} \frac{d\rho^2}{dt}$ можно рассматривать как коэффициент относительной диффузии частиц. Из уравнения (6.11) видно, что скорость относительной диффузии возрастает с увеличением расстояния между частицами ρ , однако при ρ , превышающем основной масштаб турбулентности, движения частиц делаются независимыми и коэффициент относительной диффузии уже не зависит от ρ .

Весьма важный вопрос о турбулентной диффузии частиц настолько крупных, что их движения уже нельзя считать идентичными с движениями среды, разрешен в монографии Чена [85]. Исходя из основного дифференциального уравнения движения (3.1) стоксовских частиц, Чен путем довольно сложных выкладок доказал, что коэффициенты турбулентной диффузии частиц и среды равны ***.

Физический смысл теоремы Чена ясен: частицы обладают меньшей пульсационной скоростью, чем среда, зато их пульсационные движения более персистентны, их временный масштаб турбулентности L , а следовательно и диффузионные «шаги» больше, чем у элементов среды. К аналогичному выводу, но в менее общей форме пришли затем Су [252] и Лиу [253].

* В «Механике аэрозолей» относительная диффузия названа лагранжевой диффузией, однако этот термин не очень удачен.

** В «Механике аэрозолей» ϵ отнесено по ошибке не к 1 г, а к 1 см³ вещества среды.

*** При составлении «Механики аэрозолей» работа Чена не была известна автору, и поэтому там, на стр. 232, содержится ошибочное утверждение, что D_i частиц меньше, чем D_i среды.

Экспериментальное подтверждение теоремы Чена получила недавно в опытах Су и др. [254]. Стекланные шарики с $r = 57$ и 115 мк вводились в аэродинамическую трубу и фотографировались через определенные промежутки времени. По снимкам вычислялось положение шариков в движущейся со средней скоростью течения системе координат и отсюда рассчитывались величины \bar{V}^2 , L и D_i для частиц в продольном и поперечном направлениях. К сожалению, соответствующие величины для среды при этом не определялись, однако, в согласии с теорией, значения D_i для шариков указанных двух размеров оказались очень близкими. При $\bar{U} = 25$ м/сек для $r = 57$ и 115 мк D_i в продольном направлении равнялось 2,54 и 2,60 см²/сек, в поперечном направлении 0,30 и 0,33 см²/сек. В то же время \bar{V}^2 для более крупных частиц было на 20% меньше, чем для более мелких, т. е. степень увлечения частиц турбулентными пульсациями убывала с ростом r .

СВОБОДНЫЕ АЭРОЗОЛЬНЫЕ СТРУИ

Большой интерес представляет движение аэрозольных частиц в свободных струях, но данных по этому вопросу очень мало. Н. Кубынин [253] исследовал распределение концентраций весьма полидисперсной ($r = 10-300$ мк) угольной пыли в струе, выпускаемой со скоростями $U_0 = 22$ и 38 м/сек из трубки диаметром 5 см. Одновременно измерялись профили скорости в струе, практически не изменявшиеся при возрастании концентрации пыли от 0 до 1,15 г/г воздуха *. Оказалось, что распределение скоростей и концентраций в струе довольно сходно. Это легко понять, если учесть близость коэффициентов турбулентной диффузии D_i и турбулентной вязкости ν_t . Вблизи оси струи процентное содержание грубых частиц, впрочем, повышено. К сожалению, данных для отдельных фракций в работе не получено.

А. Чернов [257], работавший с фракциями пыли корунда, кварца и борной кислоты с $\bar{r} = 30-200$ мк при $U_0 = 17-37$ м/сек и диаметре сопла 2,5 см, подтвердил независимость профиля скоростей от концентрации пыли. Фотографируя движущиеся пылинки, автор показал, что начальная их скорость по выходе из сопла V_0 практически не зависит от r : при $U_0 = 28,5$ м/сек $V_0 = 20-22$ м/сек (о причине этого явления см. стр. 120). При этом частицы обладали большой скоростью вращения — порядка 1000 об/сек, приобретенной ими при

* Заметим, что по наблюдениям Гофмана [256], при измерении скорости течения трубкой Пито содержание пыли (кварцевой) в воздухе до 1 кг/м³ не влияет на результаты, если на стенках трубки не образовалось пылевого осадка.

трении о стенки сопла. Вначале скорость частиц V возрастает, скорость же воздуха по оси струи U убывает, на некотором расстоянии от сопла они сравниваются, а далее благодаря инерции частиц они движутся уже скорее воздуха и отношение V/U возрастает тем больше, чем крупнее частицы. Отсюда следует, что вышеупомянутые наблюдения о независимости профиля скоростей от содержания пыли не вполне точны: пыль должна уменьшать скорость воздуха вблизи от сопла и увеличивать вдали от него.

ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ ИЗ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА

Вопрос о распределении пыли по высоте в горизонтальном турбулентном потоке исследован Дауесом и Слеком [258]. Они продували через трубу с квадратным сечением 30×30 см со скоростью 0,5—2 м/сек фракции угольной пыли с $r = 2$ —20 мк и измеряли ее концентрацию на разной высоте над дном трубы. Для фракций с $r < 8$ мк концентрация была практически постоянной по всему сечению. Из приведенных авторами данных для фракций с $r = 8$ —11, 11—16 и 16—22 мк видно, что, например, во второй из этих фракций концентрация внизу трубы была в 2—3 раза выше, чем вверху. Вычисленный автором обзора по формуле $\ln(n/n_0) = -V_{sz}/D_t$ [259] с учетом неправильной формы угольных частиц (см. стр. 12) коэффициент турбулентной диффузии при $U = 1$ м/сек колебался для указанных фракций от 50 до 90 см²/сек, между тем как по эмпирической формуле Шервуда и Верца [260] $D_t = 0,044 \nu Re_f^{0,75}$ он должен равняться 11,6. Если вычислить D_t по формуле $D_t = 0,7 U^* z$ [261], принимая за z половину радиуса трубы, а скорость трения определить по известной формуле $U^* \approx 0,2 \bar{U}/Re_f^{1/4}$ [262], то получается $D_t = 0,035 \nu Re_f^{1/4} = 32$. Очевидно, нужны дальнейшие аналогичные измерения.

Упомянем о двух полуэмпирических методах расчета диффузионного потока I к гладким стенкам труб при турбулентном течении. Лин и др. [263] приняли, что в ламинарном подслое

$$D_t = \nu_t = (z^*/14,5)^3 \nu, \quad (6.12)$$

где $z^* = z U^*/\nu$, U^* — скорость трения. Отсюда следует, что в буферном подслое

$$D_t = \nu (z^*/5 - 0,959). \quad (6.13)$$

Полученное из этих формул выражение для диффузионного потока, хорошо совпадающее с опытными данными, не приводится здесь ввиду его громоздкости.

Дрейслер [264] исходил из выведенных им ранее, прекрасно совпадающих с данными опыта формул для профиля скорости при турбулентном течении и пришел к следующему выражению, применимому при $Sc > 200$

$$Sh = \frac{4 \sqrt{2} \cdot 0,124 U^* R Sc^{1/4}}{\pi \nu}, \quad (6.14)$$

также хорошо согласующемуся с данными опытов по диффузии в растворах. Из формул (6.14) и $U^* = 0,2 \bar{U}/Re_f^{1/4}$ [265] следует

$$I = \frac{n_0 D^{1/4} Re_f^{1/4} \nu^{1/4}}{90 R} \quad (6.15)$$

в согласии с формулой Л. Ландау и В. Левича [266].

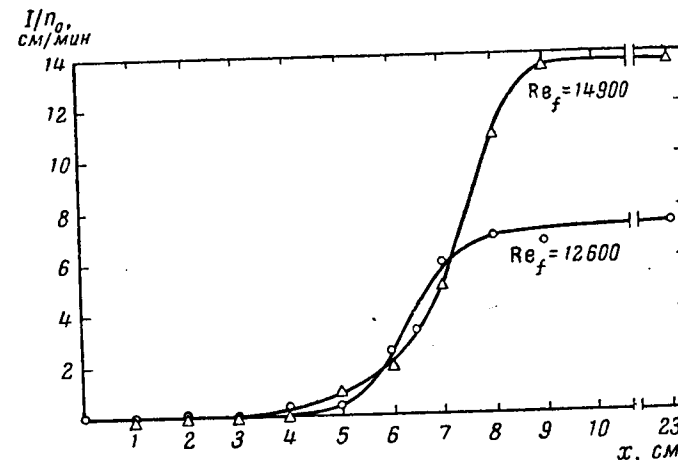


Рис. 44. Осаждение частиц железа на стенках трубы при турбулентном течении.

В работе Фридлендера и Джонстона [267] исследовано осаждение аэрозолей на стенках вертикальных труб при турбулентном течении. Опыты проводились с почти сферическими частицами Fe ($\bar{r} = 0,4$ — $0,8$ мк) и Al ($\bar{r} = 2,5$ мк) в трубах с радиусом 0,27—1,2 см. Были приняты меры к тому, чтобы осаждающиеся на стенках частицы не сдувались потоком (смазка стенок). Так как скорость осаждения на стенках труб на два порядка превосходила рассчитанную по формуле (6.15) и, кроме того, возросла с размером частиц, здесь, безусловно, имело место инерционное осаждение.

На рис. 44 приведены результаты опытов с частицами Fe $\bar{r} = 0,4$ мк в трубе с $R = 0,29$ см. Как видно из графиков, осадок образуется не у самого входа в трубу, а в интервале расстояний от входа, соответствующих значениям $Re_x = xU/\nu = 1,0 \cdot 10^5 - 2,5 \cdot 10^5$. Так как при обтекании пластинки с острыми краями турбулизация пограничного слоя начинается при $Re_x = 3 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^5$, то несомненно, что осаждение в этих опытах было вызвано турбулизацией потока.

Для теоретического вычисления скорости осаждения авторы приняли, что осаждаются те частицы, которые приблизились к стенке на расстояние инерционного пробега l_i , соответствующего средней квадратичной скорости турбулентных пульсаций v_n в перпендикулярном к стенке направлении на расстоянии l_i от стенки. При этом были использованы данные Лауфера [268], согласно которым при возрастании z^* от 0 до $\sim 80 v_n/U^*$ увеличивается от 0 до $\sim 0,9$ и далее не изменяется. Для упрощения расчетов авторы приняли просто $v_n = 0,9 U^*$. Согласно гипотезе, что подслоя является чисто ламинарным, в некоторых опытах осаждение вообще не должно было происходить, так как толщина этого подслоя $\delta_L \approx 5\nu/U^*$ была больше l_i . При помощи формул (6.12) и (6.13) авторы получили следующее выражение для скорости осаждения частиц на 1 см^2 стенки:

$$I = \frac{n_0 U^{*2}}{\bar{U} [1 + U^* (14,5^3 / 2l^{*3} - 50,6)]} \quad (l^* = l_i U^* / \nu). \quad (6.16)$$

Вычисленные из него значения I отличались не более чем вдвое (в обе стороны) от экспериментальных. Лучшего совпадения при существующем уровне наших знаний о строении турбулентного течения вблизи стенок трудно было ожидать.

В вышеупомянутых опытах Дауеса и Слека измерялась также скорость осаждения угольной пыли на дне, боковых и верхних стенках трубы. Для осаждения на дне трубы была найдена зависимость

$$I = kr^2 n = kr^2 n_0 \exp\left(-\frac{kr^2 x}{U h}\right), \quad (6.17)$$

(n_0 — начальная концентрация аэрозоля, h — высота трубы, k — константа), которую легко вывести [269], считая концентрацию постоянной по всему сечению трубы, причем $kr^2 = V_S$. При $\bar{r} > 16$ мк I убывает скорее, чем по этой формуле, так как концентрация аэрозоля, как мы видели на стр. 98, заметно возрастает при приближении к дну трубы. Для отношения β скорости осаждения на боковых стенках и на дне трубы авторы нашли зависимость $\beta \approx 2 (2r)^{-1,35}$, где r выражено в микронах,

причем β мало зависит от скорости течения. Таким образом, скорость осаждения частиц на боковых стенках в этих опытах пропорциональна $\sim r^{1/4}$.

Перелес показал [270], что и в этих опытах скорость осаждения на боковых и верхних стенках несовместима с гипотезой о чисто ламинарном подслое. В своих расчетах автор пренебрег инерцией частиц, что, как мы уже видели, недопустимо.

По своей основной идее работа Оуена [271] близка к упомянутой выше работе Фридендера, однако Оуен берет в основу расчета более сложный закон изменения коэффициента турбулентной диффузии с расстоянием от стенки, разбивая пограничный слой на три зоны. Выведенные им формулы для скорости осаждения на дне, боковых и верхней стенках прямоугольной горизонтальной трубы довольно хорошо согласуются с результатами опытов Дауеса и Слека.

Кепе [272] проводил опыты также с угольной пылью в горизонтальном штреке высотой 1,8 м при $\bar{U} = 1,4$ м/сек и нашел, что число частиц, осевших на 1 см^2 дна штрека, не зависело от горизонтального расстояния x . Это, конечно, случайный результат, связанный, по-видимому, с большой полидисперсностью пыли. Мадисетти [273], работая в таких же условиях, но с фракционированной пылью ($\bar{r} = 0,5 - 3$ мк), нашел при $\bar{U} = 50 - 60$ см/сек для осаждения каждой фракции на дне штрека зависимость $I = A \exp(-kx)$ в согласии с формулой (6.17), но очень малую по сравнению с данными опытов Дауеса и Слека скорость осаждения на стенках, причем частиц с $r > 1$ мк на стенках вообще не обнаружил. Объяснить это разногласие довольно трудно.

ДИФфуЗИЯ АЭРОЗОЛЕЙ В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Френкель и Кац [274] исследовали рассеяние в атмосфере пороховых облачков, выпущенных из баллонов, фотографируя эти облачки с земли. Контуры облачка на фотографиях определяются тем, что экстинкция световых лучей, проходящих через облачко у его краев, так мала, что уже не регистрируется фотопластинкой. Опыт продолжался около 20 сек., после чего облачко исчезало. Заменяя изображения облачка в последовательные моменты времени на круги с равновеликой площадью, авторы нашли, что рассеяние облачков хорошо описывается формулой (6.7), однако при этом приходилось принимать за $t=0$ не момент вспышки пороха, а момент на 1 сек. позже.

По правильному замечанию Джиффорда [275] рассеяние облачков — случай относительной диффузии, описываемой не формулой (6.7), а формулами (6.10) и (6.11). Действительно, как

показал Джиффорд, результаты Френкеля и Каца точно описываются формулой (6.10) при $t < 10$ сек. и формулой (6.11) при $t > 10$ сек.

В литературе продолжают появляться теоретические работы по осаждению аэрозолей из атмосферы, в которых либо совершенно пренебрегают седиментацией частиц [276], либо исходят из теории Сеттона, вводя коэффициенты отражения от земли или другие искусственные условия [277]. Более правильный подход к решению проблемы — непосредственное решение основного уравнения диффузии седиментирующих частиц в потоке для линейного источника при нормальном адиабатическом градиенте температуры дано Роундсом [278]. Аппроксимируя логарифмический профиль ветра степенной формулой $U = U_1 (z/z_0)^{\alpha}$ и полагая $D_{tz} = \kappa U^* z$ [279], Роундс получил для концентрации аэрозоля у поверхности земли выражение

$$n_{z=0} = \frac{\Phi' (1 + \alpha) e^{-Ax} x^{p-1}}{h U_h \Gamma (1 - p) A^{p-1}}, \quad (6.18)$$

в котором $p = -V_S/\kappa U^* (1 + \alpha)$; $A = h^2 U_h/D_h (1 + \alpha)^2$; h — высота источника, U_h и D_h — значения U и D_{tz} на высоте h , Γ — гамма функция. Скорость осаждения на поверхности земли вычисляется затем по формуле $I = V_S n_{z=0}$.

Годсон [280] предложил приближенный способ вычисления $n_{z=0}$ на основе формулы (6.18) в случае неадиабатического градиента. В статье Годсона приведены кривые осаждения аэрозолей на земле (I, x) для различных значений h , α и V_S/\bar{U} (\bar{U} — средняя скорость ветра в интервале высот от 0 до h).

Фортас [281] дал решение основного уравнения для случая $U = \text{const}$ и $D_{tz} = \text{const}$.

При точечном источнике основное уравнение диффузии нужно дополнить членом $\partial (D_{ty} \partial n / \partial y) / \partial y$. Решение этого уравнения при $U = \text{const}$; $D_{tz} = k_1 U z$, $D_{ty} = k_2 U x$ дано А. Денисовым [282], при $U = U_1 z^m$, $D_{tz} = k_1 z$, $D_{ty} = k_2 z^m$ — Л. Гандиным и Р. Соловейчиком [283].

Глава 7

КОАГУЛЯЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ

БРОУНОВСКАЯ КОАГУЛЯЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ

Упомянем прежде всего о работах по коагуляции высокодисперсных аэрозолей. В работе Цебеля [284] скорости диффузии и кинетического осаждения частиц на поглощающей сфере приравниваются не на расстоянии средней кажущейся длины свободного пути частиц от поверхности сферы, как это сделано автором обзора [285], а у самой поверхности. При этом для константы коагуляции получается выражение

$$K = K_0 / \left(1 + \frac{4D \sqrt{m}}{r \sqrt{6kT}} \right) \quad (7.1)$$

(m — масса частиц, K_0 — величина константы без учета скачка концентрации *), тогда как формулу, выведенную Н. Фуксом [286], можно представить в виде

$$K = K_0 / \left(1 + \frac{3D \sqrt{m}}{r \sqrt{2\pi kT}} \right). \quad (7.2)$$

Мнение Цебеля, что его формула применима и в том случае, когда $3D \sqrt{m}/r \sqrt{2\pi kT} \approx l_B/r \gg 1$, неправильно. В этом случае приближенно справедлива формула $K = 2\sqrt{2\pi r^2 G}$ [283].

Для сравнения с опытом теории коагуляции высоко дисперсных аэрозолей с $r < 0,1$ мк можно воспользоваться (и то

* $K_0 = 8\pi r D$. Обычно в работах по коагуляции аэрозолей принимают формулу Кенингема для подвижности, в этом случае

$$K_0 = \frac{4kT}{3\eta} \left(1 + A \frac{l}{r} \right). \quad (7.3)$$

с некоторыми оговорками) лишь данными Нолен и Кеннана [287], измерившими скорость коагуляции аэрозолей, получавшихся возгонкой платины в фильтрованном воздухе. Средний радиус частиц, варьировавший в пределах $0,5 \cdot 10^{-6} - 2,6 \cdot 10^{-6}$ см, определялся диффузионным методом (см. стр. 72), концентрация частиц измерялась в счетчике ядер конденсации Поллака [288], в котором концентрация ядер определяется по ослаблению ими света после конденсации на них водяного пара. Средняя величина отношения K/rD в этих опытах равна 33, отклонения от нее велики, но систематического изменения K с ростом r не наблюдалось. Без поправки на скачок концентрации это отношение для изодисперсных аэрозолей должно равняться $8\pi \approx 25$, а ввиду полидисперсности аэрозоля следовало ожидать повышенных значений K .

Таким образом, из этих опытов как будто следует, что поправка на скачок концентрации излишня, однако это заключение не вполне убедительно. Из опытов с горизонтальными каналами [289] авторы нашли для кажущейся плотности платиновых частиц значения 0,4—0,7, а это указывает на то, что аэрозоль состоял из чрезвычайно рыхлых агрегатов, образовавшихся из огромного числа первичных частиц, и, следовательно, степень полидисперсности в аэрозоле весьма велика. Кроме того, на основании опытов Уайтлоу-Грея [290] можно полагать, что значительная доля частиц имела вытянутую форму, и оба эти обстоятельства должны были заметно повысить константу коагуляции и компенсировать эффект скачка концентрации. Очевидно, для окончательного решения вопроса следует изучить скорость коагуляции высокодисперсных слабокоагулированных аэрозолей.

В новой работе О'Коннора [291], проведенной в лаборатории Нолен, для комнатных ядер конденсации с $r = 2 - 3 \cdot 10^{-6}$ см получено невероятно большое значение $K/rD = 100 - 140$. Согласно теоретическим и экспериментальным данным о коагуляции биполярно заряженных аэрозолей, с учетом того обстоятельства, что частицы указанного размера имеют практически не более 1 элементарного заряда [292], заряды частиц не могут быть причиной столь высокой константы коагуляции. По-видимому, при этих измерениях были допущены какие-то серьезные ошибки.

По опытам Кавуда и Уайтлоу-Грея [293] в аэрозоле Fe_2O_3 , полученном фотохимически из паров $Fe(CO)_5$, примешанных к воздуху, при давлениях 200—760 мм рт. ст. константа коагуляции значительно возрастает с понижением давления. Это неудивительно, так как эти аэрозоли в первый период своего существования, несомненно, весьма высокодисперсны и их константа коагуляции, согласно формуле (7.3), заметно увеличивается с ростом отношения l/r .

При помощи дифференциального счетчика ядер конденсации, позволяющего определять концентрацию ядер различной величины (соответствующей разной степени пересыщения), Яффе и Кейдл [294] качественно исследовали кинетику коагуляции высокодисперсных аэрозолей, полученных нагреванием TiO_2 и $NaCl$. В согласии с теорией, число частиц наименьшей величины с $r = 0,4 - 0,6 \cdot 10^{-7}$ см быстро убывало с самого начала, число же частиц более грубых фракций сперва возрастало, достигало максимума и затем убывало.

Мельзак [295] предложил метод решения основного интегро-дифференциального уравнения коагуляции

$$\frac{dn(m, t)}{dt} = \frac{1}{2} \int_0^m K(m_1, m - m_1) n(m_1) n(m - m_1) dm_1 - n(m) \int_0^\infty K(m, m_1) n(m_1) dm_1$$

с постоянной константой коагуляции *, практически совпадающей с методом Н. Туницкого [297]. Решение этого уравнения с действительными значениями констант, зависящими от массы (или объема) коагулирующих частиц, конечно, гораздо важнее, но, по-видимому, возможно лишь численными методами. Первый опубликованный расчет такого рода — кинетика изменения фракционного состава коагулирующего аэрозоля с заданным начальным распределением размеров частиц произведен Цебелем [298] на счетной машине.

По мнению Б. Дерягина [299], в теории коагуляции следует учесть следующее обстоятельство: для того, чтобы две сближающиеся частицы могли соприкоснуться, они должны выжать находящуюся между ними прослойку среды. Скорость сближения

* В «Механике аэрозолей» стр. 271 асимптотическое решение этого уравнения с постоянной K приписано по ошибке Смолуховскому, в действительности оно получено Шуманом [296]. Его можно написать в следующей простой форме:

$$n(m) = \frac{ce^{-m/\bar{m}}}{(\bar{m})^2} \quad (7.4)$$

где c — весовая концентрация аэрозоля, \bar{m} — средняя масса частиц в момент t

$$\bar{m} = \frac{c}{n} = \frac{c(1 + 0,5Kn_0t)}{n_0} \approx \frac{Kct}{2}. \quad (7.5)$$

Шуман полагал, что его формула применима при любом начальном распределении размеров частиц, однако строгого доказательства этого предположения дать не мог.

капель обоих туманов друг с другом. Оказалось, что Φ возрастает с ростом концентрации растворов. Прибавление катионных детергентов к раствору квасцов и анионных — к раствору KCNS заметно увеличивает Φ , а при обратной комбинации Φ заметно уменьшается. Так как в указанных растворах на поверхности адсорбируются ионы Fe^{3+} и CNS^- , а также катионы катионных и анионы анионных детергентов, авторы полагают, что двойные электрические слои на поверхности капель влияют на эффективность их столкновений, а именно уменьшают ее, если капли имеют одинаковые знаки поверхностного скачка потенциала и увеличивают в обратном случае.

Как указано ниже, свободные заряды капелек, действительно, заметно повышают эффективность столкновений, но механизм этого явления таков, что оно не может иметь места при двойном электрическом слое. Кроме того, электростатические силы между двумя каплями, покрытыми такими слоями ничтожно малы даже на очень близком расстоянии между каплями. Правда, как показали С. Духин и В. Дерягин [313], при движении капли и вызванной им циркуляции внутри капли может произойти смещение зарядов в двойном электрическом слое, приводящее к поляризации капли и возникновению довольно сильного внешнего поля. Однако, вероятнее всего, наблюдения Бентона объясняются баллоэлектрическим эффектом. По Г. Натансону [314], при распылении растворов с большой ионной силой наблюдается баллоэлектрический эффект второго рода — туман заряжается преимущественно знаком, обратным знаку адсорбированных на поверхности раствора ионов, т. е. положительным для KCNS и отрицательным для квасцов. Добавки детергентов должны еще усилить этот эффект. К сожалению, заряды капелек в опытах Эльтона не измерялись.

Винкель [315] исследовал кинетику коагуляции аэрозолей в камере, в которой создавалось равномерное электрическое поле напряженностью $E = 40\text{—}290$ в/см. В случае тумана, образовавшегося при гидролизе паров TiCl_4 , весовая концентрация изменялась по закону $c = c_0 \exp(-KEt)$. В аэрозоле NH_4Cl эффект был гораздо сильнее, причем возникали агрегаты в форме длинных нитей. В обоих случаях крупные агрегаты осаждались не на электродах, а на дне камеры, т. е. обладали малыми свободными зарядами*.

Цебелем [316] дана теория коагуляции аэрозолей с частицами, представляющими собой электрические или магнитные

диполи, с учетом дезориентирующего действия теплового движения. Основную роль в этой теории играет величина $\rho_P = (P^2/kT)^{1/2}$ (P — дипольный момент), выражающая расстояние между центрами диполей, на котором энергия взаимодействия между ними имеет величину порядка kT . Автор произвел расчеты для случаев слабого ($\rho_P \ll 2r$) и сильного ($\rho_P \gg 2,8r$) взаимодействия. В первом случае константа коагуляции возрастает на множитель $1 + 0,095 (\rho_P/2r)^6$, во втором — на множитель $\sim \rho_P/2r$.

ЗВУКОВАЯ КОАГУЛЯЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ

По теории звуковой коагуляции за последние годы сделано очень мало*. В работе В. Гудемчука и др. [317] изучалась коагуляция довольно изодисперсного тумана диоктилфталата с $\bar{r} = 0,28$ мк в потоке при частоте 13 кГц. Как видно из рис. 20 и табл. 13 «Механики аэрозолей» [318], в этих условиях происходит практически полное увлечение частиц колебаниями воздуха, т. е. коагуляция по механизму Хидеманна отсутствовала; все же при достаточной интенсивности звука аэрозоль быстро коагулировал. При этом по визуальным наблюдениям авторов имела место значительная турбулизация газовой среды. Для выяснения ее роли в коагуляционную колонну вставлялась система параллельных пластин высотой 90 см и с промежутками 1—2 см, сравнительно мало снижавших амплитуду звуковых колебаний, но заметно уменьшавших турбулентность. При одной и той же интенсивности звука в колонне в присутствии пластин скорость коагуляции заметно уменьшалась. Из этих опытов следует, что турбулизация среды, по-видимому, является серьезным фактором при звуковой коагуляции. С другой стороны, турбулентность парализует эффект смещения частиц к пучностям стоячих волн под действием радиационного давления [265] и эффект асимметрии колебаний частиц (стр. 27 обзора) и эти эффекты, вероятно, не играют заметной роли при звуковой коагуляции. Какое значение имеет здесь гидродинамический эффект осееновских сил, рассмотренный на стр. 34, можно будет судить лишь после специальных исследований.

ГРАВИТАЦИОННАЯ КОАГУЛЯЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ

Ввиду исключительного значения гравитационной коагуляции в процессе образования атмосферных осадков этому вопросу за последнее время уделяется очень много внимания.

* В «Механике аэрозолей» на стр. 289 неправильно указано, что воспринимаемые слухом звуковые волны не коагулируют аэрозолей. В действительности для этой цели на практике применяют не ультразвуковые, а высокие звуковые частоты (1—10 кГц).

* На стр. 282 и 283 «Механики аэрозолей», где излагается теория поляризационной коагуляции, следует внести следующие исправления. В формуле (52.8) надо исправить $5 \cdot 10^{-4}$ на $5 \cdot 10^{-5}$. На стр. 282, восьмая строчка снизу, следует исправить $10^4\text{—}10^6$ на $10^3\text{—}10^5$, а в шестой строчке 0,1—10 на 0,01—1. В формуле (52.10) надо выбросить показатель $1/3$ при α_1 .

В настоящее время можно считать прочно установленным, что Ленгмюровская модель гравитационной коагуляции — крупная сферическая частица, падающая в аэрозоле, состоящем из неседиментирующих и не влияющих на ее движение более мелких частиц, со скоростью, равной разности фактических скоростей седиментации большой и малых частиц, может быть сохранена лишь для предельного случая — очень большой разности в величине частиц. Вообще же говоря, необходимо учитывать силы гидродинамического взаимодействия между частицами, зависящие не только от относительной скорости частиц разной величины, но и от их скорости по отношению к среде.

Гравитационную коагуляцию изучают в последнее время тремя путями: 1) теоретически рассчитывают поле течения, создаваемое падающей каплей, и его взаимодействие с другими частицами; 2) в модельных опытах в вязкой жидкости исследуют траектории и скорости двух седиментирующих на близком расстоянии шариков; 3) исследуют движения и коэффициенты захвата капелек в восходящем потоке.

Пользуясь выведенным им выражением для гидродинамических сил $F_{||}$ и F_{\perp} (см. стр. 30) в стоксовском приближении, Хоккинг [98] рассчитал на вычислительной машине траектории и коэффициенты захвата свободно падающих водяных капель. При этом оказалось, что $\varepsilon > 0$ лишь при радиусе большой капли $R > 18 \text{ мк}$ (этот вывод явно противоречит опыту, см. ниже). С ростом R увеличивается как ε , так и область значений отношения r/R , при которых $\varepsilon > 0$ (при $r/R = 1$ в стоксовском приближении, как указывалось на стр. 30, обе частицы обладают одинаковой скоростью и не сближаются). Так, при $R = 20 \text{ мк}$ эта область простирается от 0,4 до 0,8, при $R = 25 \text{ мк}$ — от 0,2 до 0,9. Максимальные значения ε (при $r/R \approx 0,7$) соответственно равны в этих двух случаях 0,25 и 0,90.

Хотя при падении капель указанной величины Re_f равно лишь 0,10—0,30, однако вычисление коэффициента захвата в стоксовском приближении может здесь привести к большим ошибкам, так как для этого требуется определить траектории капель, начиная с такого большого расстояния r между ними (до $50 R$), при котором $\beta = V\rho/\nu > 1$ (см. стр. 33).

Пирси и Хилл [319] рассмотрели эту же задачу в осееновском приближении, причем использовали упрощенную форму осееновских уравнений для поля течения, создаваемого движущимся шаром, применимую при больших r/R . Совершаемая при этом ошибка возрастает по мере приближения к поверхности шара. Поле течения, создаваемого движением двух сферических капель, авторы получают простым суммированием полей, создаваемых каждой каплей в отдельности, т. е. они используют нулевое приближение (см. стр. 30), не удовлетворяющее точно

граничным условиям на поверхности капель. Вызванная этим ошибка также возрастает по мере сближения капель. Мнение авторов, что капли так быстро проскакивают зону, в которой эти ошибки велики, что последние мало отражаются на конечных результатах расчетов, малоубедительно.

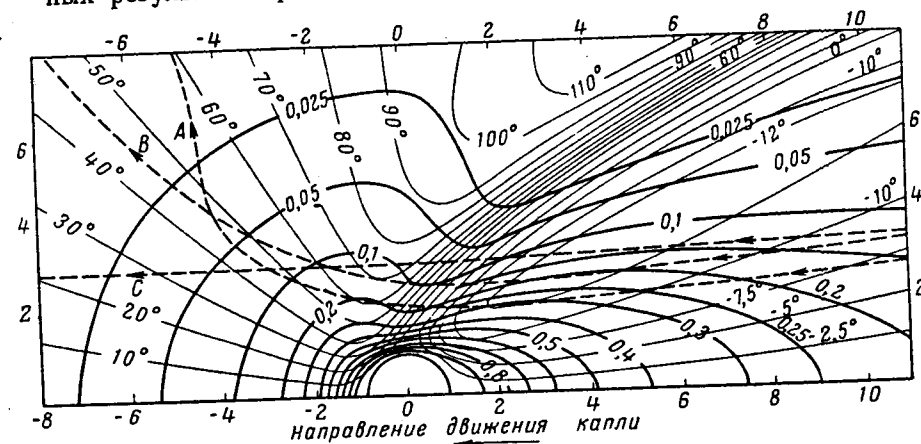


Рис. 45. Поле течения и траектории частиц при обтекании шара. $Re_f = 4$.

На рис. 45 изображено поле течения вокруг падающей капли воды с $R = 73 \text{ мк}$ ($Re_f = 4$). Жирные линии соединяют точки с одинаковой скоростью течения (выраженной в долях скорости падения капли), тонкие линии — точки, в которых линии тока имеют данный угол наклона к оси движения, причем $\theta < 0$, если линии тока приближаются к оси. Как видно из графика, за каплей образуется след (сужающийся при росте Re_f), в котором скорости течения сравнительно медленно убывают при увеличении расстояния от капли, а линии тока направлены к оси. Спереди и в стороны от капли скорость течения убывает значительно быстрее и линии тока направлены в стороны под большими углами. Поэтому капли, движущиеся за данной каплей, будут не только нагонять ее (см. стр. 34), но и втягиваться в ее след, т. е. приближаться к оси течения. Прерывистыми линиями на рис. 45 изображены траектории капель, догоняющих данную каплю, размер которых на 0,1% (А), 1,1% (В) и 11% (С) больше ее размера. Первоначально (на большом расстоянии от данной капли) эти капли находились в одной точке: чем меньше разница размеров и скоростей падения, тем больше имеется времени для сближения траекторий обеих капель. На рис. 46 приведены вычисленные авторами значения $\sqrt{\varepsilon}$ в функции отношения $(R - r)/r$ для различных значений R

(радиуса более крупной капли). Быстрый рост ε с уменьшением этого отношения был только что объяснен. Возрастание ε при увеличении Re_f обусловлено возрастанием асимметричности поля течения — чем больше Re_f , тем медленнее убывает скорость течения в следе с расстоянием от капли. Данные рис. 46 рассчитаны в предположении, что в начальном состоянии капли R и

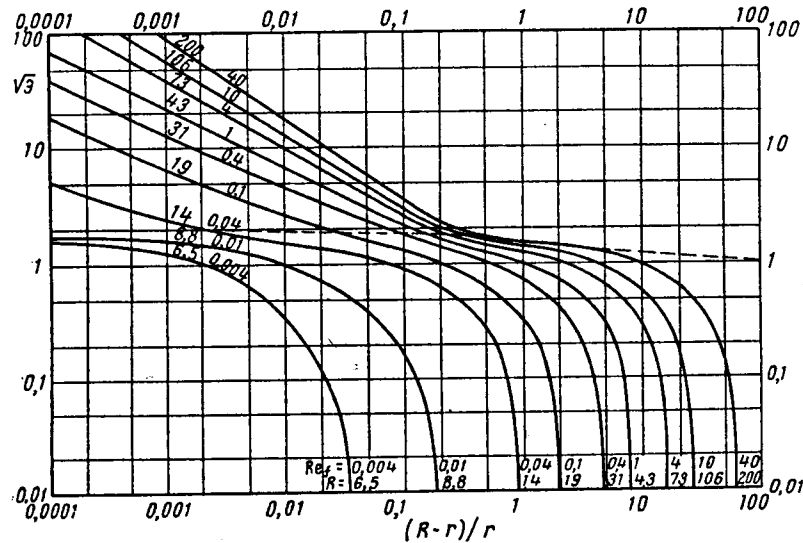


Рис. 46. Коэффициент захвата при гравитационной коагуляции водяных капель (R в $\mu\text{м}$).

r бесконечно удалены одна от другой. Фактически благодаря вызванным турбулентностью и конвективным токам горизонтальным смещениям капель систематическое сближение траекторий начинается лишь с некоторого конечного расстояния между ними; при этом значения ε заметно снижаются.

Указанное обстоятельство имеет особое значение для мелких капелек ($r < 10 \mu\text{м}$), сближение которых при малой разности их размеров происходит чрезвычайно медленно. Поэтому кривые для таких капелек на рис. 46, по-видимому, не имеют реального значения.

Из изложенного видно, что экспериментальные результаты Тельфорда и др. [320] совпадают с расчетами Пирси и Хилла. Полученное Тельфордом для капель с $r \approx 70 \mu\text{м}$ значение $\varepsilon = 12$ без учета эффекта зацепления и $\varepsilon = 3$ с учетом этого эффекта отвечает, согласно рис. 46, значениям $(R-r)/r = 0,01-0,1$, а этот интервал как раз соответствует условиям опытов Тельфорда.

Скотленд [321] исследовал движение двух (большой частью одинаковых) стальных шариков с $r = 0,7-7 \text{ мм}$, седиментировавших в жидкости с $\eta = 20 \text{ пуаз}$. К сожалению, автор не привел результатов самих модельных опытов, а пересчитал их к падению водяных капелек в воздухе с теми же значениями Stk . Соблюдение равенства Re он считал излишним, так как полагал, что Re в его опытах очень мало (для указанных выше шариков Re менялось от 0,05 до 5). К сожалению, в пересчетах автор допустил явную ошибку, а определить из текста, с какими шариками получены приведенные результаты, невозможно.

Скотленд наблюдал сближение двух одинаковых седиментирующих шариков, истинного же соприкосновения между ними не происходило вследствие вязкого сопротивления прослойки жидкости (см. стр. 106), и после сближения шарики снова расходились в согласии с расчетами Пирси и Хилла. ε равнялось $\sim 1,7$ для одинаковых шариков и значительно меньше 1 для шариков разной величины. Из этих данных следует, что Re в опытах Скотленда было не очень мало.

Сартор [322] также пытался перенести результаты своих модельных опытов на гравитационную коагуляцию туманов, однако у него не соблюдено условие постоянства числа Stk . Кроме того, при движении капелек воды в очень вязкой среде происходит весьма интенсивная циркуляция в каплях, которая может заметно влиять на коэффициент захвата. Поэтому опыты Сартора имеют лишь качественный характер.

В работе Кинцера и Кобба [323] одна из капелек (R) поддерживалась на постоянной высоте регулировкой скорости (равной V_s этой капли) восходящего тока тумана со средним радиусом капелек $\bar{r} = 5-7 \mu\text{м}$ и рассматривалась через катетометр. По возрастанию V_s определялось увеличение R , вызванное захватом других капелек, и отсюда вычислялось ε . Так как в этих вычислениях за основу бралась не относительная скорость капелек, а V_s , т. е. принималось, что маленькие капельки неподвижны по отношению к среде, вычисленные для близких значений r и R величины ε сильно преуменьшены.

Полученная авторами кривая (ε, R) имеет довольно сложный вид: при $R \approx r \approx 6 \mu\text{м}$ $\varepsilon \approx 1$, далее с ростом R (т. е. с убыванием r/R) ε убывает до $\sim 0,15$ при $R = 30 \mu\text{м}$, что качественно согласуется с расчетами Пирси и Хилла; затем ε возрастает и достигает 0,9 при $R = 200 \mu\text{м}$. Эта часть кривой не очень сильно отличается от значений ε , вычисленных для потенциального течения; ее ход можно объяснить тем, что при постоянном r число Stk пропорционально $\sim V_s/R$ и возрастает с ростом R [324]. При дальнейшем увеличении R ε снова убывает до 0,15 при $R = 1,5 \text{ мм}$. Заметим, что в этой области размеров капелек V_s/R убывает с ростом R [96].

По наблюдениям Кинцера и Кобба мелкие капельки, попадающие в след от подвешенной в потоке капли, движутся по маленьким окружностям, расположенным в вертикальных плоскостях, проходящих через центр капли, очевидно под действием образующихся за каплей вихрей. Авторы считают, что турбулентность, создаваемая вихрями, образующимися за всеми каплями облака, является основным фактором при гравитационной коагуляции. Мы не будем излагать весьма сложную и плохо обоснованную теорию авторов, заметим только, что при движении сферы в вязкой среде образование вихрей с размерами, равными диаметру сферы, начинается лишь при $Re_f \approx 100$, а отрыв их — при еще более высоких значениях Re_f [325]. Таким образом, для капель с $R \leq 300$ мк эта теория вряд ли применима. Иначе обстоит дело при падении крупных капель: по наблюдениям Окса [326] капли с $R = 1,8$ мм, падающие через дымовую камеру, интенсивно перемешивают содержащийся в камере аэрозоль.

Для определения коэффициента захвата на движущихся каплях воды Уолтон и Вулкок [327] заставляли капли падать через камеру, наполненную изодисперсным аэрозолем из сферических частиц метиленовой сини ($r = 1,25$ и $2,5$ мк), однако этот метод оказался неудобным и авторы перешли к другому методу: капли воды с $R = 0,25—1,0$ мм подвешивались на стеклянных нитях в вертикальной трубе, через которую аэрозоль продувался снизу вверх со скоростью, соответствующей V_s капли. Re_f составляло 70—870. Полученные значения \mathcal{E} были немного ниже теоретически вычисленных Фонда и Херном для потенциального обтекания (рис. 22, стр. 57).

Уолтон и Вулкок рассчитали также эффективность осаждения пыли распыленной водой, вдуваемой с большой скоростью, с учетом постепенного уменьшения этой скорости. Как и следовало ожидать, в этом случае эффективность осаждения мелких частиц значительно возрастает.

Огромное значение в настоящее время приобрел вопрос об осаждении атмосферных радиоактивных аэрозолей дождем. Как видно из вышеизложенного, в этом случае можно, не делая большой ошибки, пользоваться для расчетов кривой, приведенной на рис. 22 для потенциального обтекания.

Мей [328] выщупал в атмосферу с высоты 3 м во время дождя меченные J^{131} споры ликопоидия ($r = 16$ мк). Вокруг источника на окружности радиусом 10 м располагались кристаллизаторы, служившие для собирания спор, как осевших самостоятельно, так и смытых дождем. Часть кристаллизаторов помещалась под зонтиками — в них попадали споры, не смытые дождевыми каплями, а осевшие самостоятельно. По разности определялось количество спор, осажженных дождевыми каплями. К сожалению,

размеры последних ($R = 0,2—2$ мм) не определяли, а находили в таблицах Беста [329] по интенсивности дождя. Было получено удовлетворительное согласие результатов опытов с теоретическими расчетами осаждения в потенциальном потоке.

Для определения эффективности скрубберов Вентури Джонстон и др. [330] установили эмпирическую формулу

$$\mathcal{E} = 1 - \exp(-K\beta \text{Stk}^{1/2}), \quad (7.9)$$

где β — отношение объемов распыленной воды и очищаемого газа, K — константа. Бринк и Контант [331] подтвердили эту формулу опытами, поставленными в заводских условиях, с туманами фосфорной кислоты с $\bar{r} = 0,25—0,75$ мк. При этом \mathcal{E} варьировало от 0,8 до 0,99. Теоретически следовало бы ожидать, что при этом будет получена кривая (\mathcal{E} , Stk), изображенная на рис. 22 (для потенциального обтекания шара). Впрочем, как легко убедиться, эта кривая может быть хорошо аппроксимирована в указанной области изменений \mathcal{E} формулой (7.9) путем подбора коэффициента K .

На первый взгляд, выводы Пирси и Хилла и опыты Тельфорда и др. подтверждают мнение Буше [332], что для высокой эффективности скруббера Вентури нужно, чтобы размеры капелек распыленной воды и частиц аэрозоля были близки друг к другу, однако к частицам с размерами порядка микрона или меньше эти выводы, конечно, неприменимы.

Переходя к влиянию зарядов на гравитационную коагуляцию, упомянем о работе Потенье и др. [333], распространивших выведенную ими ранее формулу *

$$\mathcal{E} = \left(\frac{45}{16}\right)^{1/2} \left[\frac{\lambda r^2 q^2}{\gamma g (R^2 - r^2)} \right]^{1/2} \frac{1}{R^2}$$

(q — заряд, λ — индукционный фактор) на случай, когда помимо силы тяжести на частицу действует вертикальное электрическое поле напряженностью E . В этом случае к члену $\gamma g (R^2 - r^2)$ следует добавить член $3qE/4\pi R$, причем $E > 0$, если поле направлено вниз, и < 0 в обратном случае. Расчеты Ганна [335], по-видимому, не знавшего о работе Л. Левина по гравитационной коагуляции заряженных туманов [336], примитивны и здесь не приводятся.

Время от времени появляются сообщения о положительном влиянии зарядки распыленной воды на эффективность осаждения аэрозолей в камере [337, 238], однако точных количественных данных об этом эффекте пока не имеется. Зарядка самого аэрозоля в коронном разряде лишь немного увеличивает его осаждение в скруббере Вентури, заряжать же распыляемую в скруббере воду, по-видимому, никто еще не пробовал.

* В «Механике аэрозолей» [334] эта формула напечатана с ошибкой.

Так как сила притяжения сферической частицы с радиусом r к капле, на которой конденсируется пар, равна, согласно формуле (2.13), $6\pi\eta r R D_g (c_\infty - c_s)/c' \rho^2$, т. е. изменяется с расстоянием как кулоновская сила, то, как заметили С. Духин и Б. Дерягин [75], формулой Л. Левина

$$\vartheta = \frac{3|Qq|}{\pi\eta r R^2 (R^2 - r^2) g}$$

можно воспользоваться для расчета скорости гравитационной коагуляции аэрозоля с растущими в пересыщенной атмосфере каплями. Для этого нужно лишь заменить в этой формуле $|Qq|$ на $6\pi\eta r R D_g (c_\infty - c_s)/c'$.

В случае испаряющихся капель скорость гравитационной коагуляции должна, очевидно, уменьшиться. Поэтому осаждение аэрозолей распыленной водой должно быть тем эффективнее, чем выше влажность газовой среды.

КОАГУЛЯЦИЯ ПРИ ПЕРЕМЕШИВАНИИ И В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Джиллеспи [339] рассчитал скорость коагуляции аэрозолей в градиентном потоке при наличии зарядов на частицах. Для скорости коагуляции сферических частиц с радиусом r_1 и зарядом q_1 , с частицами, обладающими радиусом r_2 и зарядом q_2 , получена формула *

$$\Phi = \frac{4}{3} [G (r_1 + r_2)^3 - 3\beta] n_2, \quad (7.10)$$

$$\text{где } \beta = \frac{q_1 q_2 (r_1 + r_2)}{6\pi\eta r_1 r_2}.$$

В отсутствии зарядов формула (7.10) переходит в известную формулу Смолуховского [340].

Рассмотрим появившиеся в последнее время работы по теории турбулентной коагуляции. Работа Сафмана и Тернера [341] принципиально не отличается от работ В. Левича [342], однако выводы несколько уточнены; в частности, учтено распределение относительных скоростей коагулирующих частиц, для которых принято нормальное (Гауссово) распределение. Для скорости турбулентной коагуляции по первому механизму В. Левича, т. е. за счет разности пульсационных скоростей среды на расстоянии $2r$, авторы получили формулу Левича — Туницкого

$$\Phi \approx k \left(\frac{\varepsilon}{\nu}\right)^{1/2} r^3 n_0 \quad (7.11)$$

* У Джиллеспи в этой формуле стоит — 6β .

с коэффициентом $k = 10,4$ вместо 25 у В. Левича и 4 у Н. Туницкого. Для коагуляции по второму механизму, т. е. вследствие различия в пульсационной скорости частиц, обусловленной неодинаковой инерцией, авторы получили формулу

$$\Phi = 5,7 n_0 (r_1 + r_2)^2 (\tau_1 - \tau_2) \varepsilon^{1/4} \nu^{-1/4}, \quad (7.12)$$

где τ_1 и τ_2 — времена релаксации коагулирующих частиц. При этом для среднего квадрата относительного ускорения авторы приняли по Бетчелору

$$\overline{(dU'/dt)^2} = 1,3 \varepsilon^{1/2} \nu^{-1/2}. \quad (7.13)$$

Из формулы (7.12) следует, что второй механизм коагуляции должен проявляться тем сильнее, чем больше разница в величине коагулирующих частиц. Авторы рассчитали, что в облаках при $\varepsilon = 5 \text{ см}^2/\text{сек}^3$ (это значение соответствует примерно слоистым облакам при слабом ветре) второй механизм преобладает над первым при $r_1 - r_2 > 2,3 \text{ мк}$, а при $\varepsilon = 1000 \text{ см}^2/\text{сек}^3$ (кучевое облако с сильной конвекцией) — уже при $r_1 - r_2 > 0,6 \text{ мк}$.

Сходный метод рассмотрения проблемы мы находим и у Иста и Маршалла [343], однако они не воспользовались выражением типа (7.13) для среднего квадрата ускорения среды и поэтому не смогли получить формулы для скорости турбулентной коагуляции.

По вопросу о том, следует ли в коагуляции по второму механизму учитывать коэффициент захвата частиц, нет единого мнения. Ист и Маршалл пользуются в своих расчетах значениями ε , вычисленными Ленгмюром; по мнению Сафмана и В. Левича [344] следует считать $\varepsilon \approx 1$. Сафман основывается на модельных опытах Менли и Мейсона [345] по коагуляции в градиентном потоке, но результаты этих опытов относятся только к турбулентной коагуляции по первому механизму в трактовке Н. Туницкого [346]. По В. Левичу мелкие частицы обтекают крупные и одновременно диффундируют к ним по первому механизму. Полученное из этой модели выражение для эффективного коэффициента захвата, по мнению В. Левича, порядка 1, однако, если в него вставить $R = 10^{-3} \text{ см}$ и $\varepsilon = 1000 \text{ см}^2/\text{сек}^3$, мы получим $\varepsilon = 0,05$. Надо полагать, что величина ε существенно влияет на скорость коагуляции по второму механизму. С другой стороны, значение ε в данном случае, вероятно, сильно отличается от его значения при гравитационной коагуляции.

Фриш [347] принимает, что средний квадрат относительного смещения двух частиц под действием турбулентных пульсаций равен сумме средних квадратов их абсолютных смещений, откуда следует, что коэффициент относительной турбулентной диффузии

двух частиц равен сумме коэффициентов диффузии каждой из них и, таким образом, к турбулентной коагуляции применима теория Смолуховского с небольшими изменениями. Эти предположения явно противоречат теории турбулентной диффузии, и поэтому выводы Фриша здесь не приводятся.

Как указывает В. Левич [344], формулы типа (7.11) применимы лишь в том случае, когда турбулентная диффузия приближает частицы до самого соприкосновения, т. е. когда на любом расстоянии между центрами частиц вплоть до $\rho = 2r$ $D_t \gg D$. Для этого, согласно формуле $D_\lambda = \frac{1}{4} (\epsilon/\nu)^{1/2} \lambda^2$ [342], необходимо, чтобы

$$2r \gg 2D^{1/2} (\nu / \epsilon)^{1/4}. \quad (7.14)$$

Например, при $\epsilon = 1000 \text{ см}^2/\text{сек}^3$ это условие будет соблюдаться для $r > 1 \text{ мк}$. При обращении неравенства (7.14), т. е. при $r < 0,1 \text{ мк}$, скорость коагуляции определяется формулой Смолуховского, т. е. турбулентность среды уже не играет роли.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СТОЛКНОВЕНИЙ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ ДРУГ С ДРУГОМ И С МАКРОТЕЛАМИ

Важнейшие явления в аэрозолях — осаждение их на макротелах и коагуляция происходят в результате двух существенных различных по своему характеру процессов — сближения частиц с макротелами или друг с другом и процесса прилипания или слияния. Сближение частиц описывается рассмотренными выше дифференциальными уравнениями и при заданном поле течения и внешних силах принципиально может быть вычислено с желаемой степенью точности, здесь могут встретиться лишь чисто математические трудности. Иначе обстоит дело с процессами, происходящими при столкновениях: их механизм весьма сложен и плохо изучен, и в настоящее время эффективность столкновений (т. е. вероятность прилипания или слияния) не может быть рассчитана даже в первом приближении, ее можно определить лишь из опыта.

Механизм столкновения твердых частиц с твердыми же частицами или макротелами существенно отличается от механизма столкновения жидких частиц и тел и их следует рассматривать особо. Случай столкновения жидкого и твердого тел занимает промежуточное положение.

При столкновениях между твердыми телами можно пренебречь вязким сопротивлением тонкой газовой прослойки между сближающимися телами. Действительно, пусть сферическая частица с радиусом r движется со скоростью V_0 перпендикулярно к плоской стенке. Можно считать, что влияние вязкого со-

противления начнет сказываться, когда кратчайшее расстояние h между частицей и плоскостью достигнет некоторой величины h_0 , и с этого момента на частицу начнет действовать сила, очевидно, вдвое большая, чем в случае столкновения двух шаров (стр. 106)

$$F = - \frac{6\pi\eta r^2 V_0}{h}. \quad (7.15)$$

Решая дифференциальное уравнение движения частицы под действием этой силы, мы найдем, что частица остановится в точке, соответствующей значению

$$h_f = h_0 e^{-V_0/\beta}, \quad (7.16)$$

где

$$\beta = 9\eta/2r\gamma.$$

Если принять, например, что V_0 — скорость свободного падения частицы в воздухе и что $h_0 \approx 0,05 r$, то, как легко считать, h_f во всех случаях меньше средней длины свободного пути газовых молекул, а при такой величине h_f нельзя говорить о вязком сопротивлении газовой прослойки. Кроме того, ввиду микрошероховатости всех реальных поверхностей контакт произойдет уже при величине h_f порядка высоты микровыступов. Таким образом, за исключением, может быть, гравитационной коагуляции крупных пластинчатых частиц, ориентирующихся при падении параллельно друг другу, при столкновениях твердых частиц с макротелами и друг с другом, по-видимому, всегда достигается непосредственный контакт между ними.

Из теории столкновений между макротелами известно, что в зависимости от материала, величины, формы и относительной скорости сталкивающихся тел коэффициент реституции, т. е. отношение относительных скоростей V_r'/V_r после и до столкновения может иметь любую величину от ~ 1 (вполне упругое столкновение) до 0. Первый случай имеет место, если максимальное напряжение H_{max} в зоне контакта меньше некоторой критической величины, в несколько раз превышающей, ввиду мгновенности нагрузки, предел упругости материала при статической нагрузке. При центральном упругом столкновении между двумя равными шарами или шаром и плоскостью максимальное значение силы отталкивания равно по Герцу [348]

$$F_{max} = K r^2 V_r'^{3/2}, \quad (7.17)$$

где K — константа, зависящая от упругих свойств материала, а H_{max} — максимальное напряжение

$$H_{max} = K' V_r'^{2/3}, \quad (7.18)$$

т. е. не зависит от r . Отсюда следует, что при достаточно малых V_r столкновения всегда упруги: этот вывод подтвержден опытами Рамана [349] и Эндрьюса [350] с шарами из Al и Si. Впрочем, для очень пластичных материалов, например для Pb, критическое значение V_r так мало, что упругого столкновения в этом случае не удалось осуществить.

При косом столкновении все вышесказанное относится к нормальной (направленной по линии центров) составляющей относительной скорости V_{rn} . Об изменении тангенциальной составляющей V_{rt} , вызванной силой трения между шарами, данные весьма скудны. Как мы увидим ниже, коэффициент реституции V'_{rt}/V_{rt} может быть и больше и меньше V'_{rn}/V_{rn} . Заметим еще, что при косом столкновении шары приобретают под действием силы трения момент вращения. Далее известно, что при косом столкновении со стенкой шара, вращающегося в ту же сторону, в которую он вращался бы, покотившись по стенке, угол падения φ (т. е. угол между траекторией шара и нормалью к стенке) меньше угла отражения φ' , при вращении же в обратную сторону $\varphi > \varphi'$.

Ввиду независимости H_{max} от r эти закономерности должны по-видимому, соблюдаться и для грубых аэрозольных частиц примерно при $r > 0,1$ мм. При меньших r начинает сказываться адгезионная сила F_{ad} , в первом приближении пропорциональная r (см. стр. 137). Так как максимальная сила отталкивания при упругом столкновении F_{max} пропорциональна r^2 [см. (7.17)], то, очевидно, отношение F_{ad}/F_{max} возрастает с уменьшением r . Поэтому очень мелкие частицы прилипают даже при упругих столкновениях, например, частицы абсолютно упругого вещества — кварца. Чем пластичнее частицы, тем при больших значениях V_r и r они прилипают. Условие прилипания можно записать в виде

$$\frac{mV_{rn}^2}{2} < \Omega_{ad}, \quad (7.19)$$

где V_{rn} — нормальная скорость отскока частицы в отсутствие силы адгезии, Ω_{ad} — работа отрыва частицы [351].

Отскакивание твердых частиц от стенок играет существенную роль в работе жалюзийных пылеотделителей (см. стр. 44) и в пневматическом транспорте сыпучих материалов. Известно, что средняя скорость частиц \bar{V} значительно меньше скорости \bar{U} переносящего их воздушного потока, а при переносе вверх по вертикальной трубе — меньше эффективной скорости $\bar{U} - V_s$. Раньше это явление объясняли исключительно трением при скольжении материала по стенкам трубы. Действительно, в горизонтальных трубах значительная часть перемещаемого материала может двигаться по дну трубы, в вертикальных трубах

это может иметь место при наличии крутки в потоке, и в этих случаях мы имеем дело с трением в обычном смысле слова. Однако существует еще одна причина отставания частиц

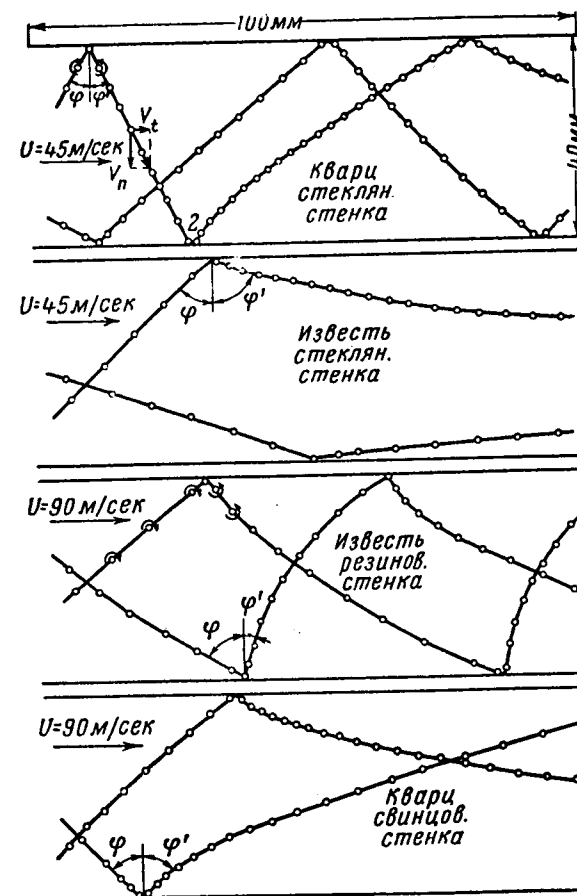


Рис. 47. Траектории частиц кварца в извести при течении в трубах со стенками из различных материалов. Масштаб времени: расстояние между двумя точками равно 0,000294 сек.

от воздушного потока, особенно в узких трубах, — потеря тангенциальной скорости при столкновениях частиц со стенками.

Адам [352] определил при помощи скоростной киносъемки траектории и скорости частиц кварца и CaO с $r = 0,1-0,5$ мм в прозрачной горизонтальной трубе сечением 4×4 см при

скорости течения 40—90 м/сек (рис. 47). Столкновения кварцевых частиц со стеклянными стенками обычно были вполне упругими (точка 1); небольшое уменьшение угла отражения ϕ' объясняется вращением частиц после столкновения с противоположной стенкой (см. стр. 120). Иногда наблюдались неупругие столкновения (точка 2), связанные с разрушением частиц или стенок в зоне контакта. При этом значительно уменьшались V_t и V_n . На свинцовых стенках все столкновения кварцевых частиц неупруги. При столкновениях более пластичных частиц CaO с стеклянными стенками уменьшается и V_t и, особенно, V_n , так что $\phi' \gg \phi$. Поэтому эти частицы гораздо реже сталкиваются с стеклянными стенками, чем кварцевые. При столкновениях частиц CaO с резиновыми стенками, напротив, почти полностью теряется V_t и сохраняется V_n , т. е. $\phi' \ll \phi$. В этом случае частицы приобретают особенно высокие скорости вращения (до 700 об/сек).

Вследствие частых столкновений кварцевых частиц ($r = 0,25-0,4$ мм) со стенками трубы, при которых частицы теряют часть своей тангенциальной скорости, среднее значение последней $\bar{V}_t \approx 0,5 \bar{U}$. Для частиц CaO, как и следовало ожидать, \bar{V}_t/\bar{U} значительно больше ($\sim 0,85$). Понятно, что \bar{V}_t/\bar{U} убывает при уменьшении диаметра трубы.

Коэффициент сопротивления трубы течению пыле-воздушной смеси может быть разложен на два компонента, соответствующих чистому воздуху и пыли, причем второй компонент λ приблизительно пропорционален весовой концентрации пыли c . Понятно, что λ тем больше, чем меньше \bar{V}_t/\bar{U} , т. е. чем больше энергии расходуется на ускорение частиц. Для частиц кварца с $r = 0,25-0,4$ мм λ почти вдвое больше, чем для частиц с $r = 0,03-0,05$ мм (при той же c), так как последние в большей степени увлекаются воздушным потоком и поэтому реже сталкиваются со стенками. Для частиц CaO с $r = 0,25-0,4$ мм λ еще меньше.

Многие авторы, изучавшие осаждение твердых частиц из потока на твердых стенках, считали, что частицы могут прилипнуть к стенке, а затем быть сдuty потоком. Это, несомненно, происходит при изменяющейся скорости потока, но маловероятно при постоянной скорости.

Известно, что критическая динамическая скорость потока значительно менее статической [353], т. е. для сдувания сидящей на стенке частицы требуется гораздо большая скорость течения, чем та, при которой движущаяся частица может прилипнуть к стенке. По-видимому, сталкивающаяся со стенкой частица прилипает к ней лишь в том случае, если либо прямо попадает в достаточно глубокую потенциальную яму, либо сперва катится

или скользит по стенке, пока не достигнет такой ямы. Чтобы теперь снова сдуть частицу, нужно затратить энергию, значительно превышающую кинетическую энергию частицы до столкновения, т. е. нужна более высокая скорость потока (или какое-нибудь другое внешнее воздействие).

Сильное влияние на эффективность столкновений частиц со стенками оказывают электрические заряды тех и других. На этом основан метод фотографии, называемый ксерографией: металлическая пластинка покрывается тонким слоем селена, которому сообщается электрический заряд высокой плотности. При освещении пластинки заряды стекают с освещенных мест и при помещении пластинки в воздушную струю, содержащую твердые частицы красителя, заряженные обратным знаком, частицы осаждаются только на неосвещенных местах. Этим же объясняется лучшая прилипаемость к листьям растений и другим предметам заряженных (униполярно) тальковых дуфов по сравнению с незаряженными [114].

Основным способом повышения эффективности столкновений твердых частиц со стенками служит смазка последних, и этот способ обязательно применяют при работе с щелевыми приборами. В упомянутой на стр. 50 работе Ребера автор исследовал эффективность различных смазок, осаждаемая на пластинках различную пыль через кониметр, а затем определяя, при какой скорости течения осадок сдувается струей чистого воздуха из того же кониметра. В свете сказанного выше из этих опытов нельзя сделать вывода об эффективности столкновений частиц со смазанной пластинкой при данных скоростях течения, однако судить о сравнительной эффективности различных смазок, по-видимому, можно.

Частицы с $r = 0,5-1,0$ мк, осажденные на чистых пластинках, не удается сдуть даже при $U = 200$ м/сек, несдувание же частиц с $r = 1-5$ мк можно обеспечить лишь надлежащей смазкой, причем большое значение имеют свойства применяемых смазок и толщина слоя. Недостаточно вязкие или нанесенные слишком толстым слоем смазки сдуваются воздушной струей вместе с сидящими в них частицами пыли, в слишком густые смазки частицы не проникают и легко сдуваются с поверхности смазки. Лучшие результаты получаются при толщине слоя смазки 0,1—0,5 мк; еще более тонкие слои плохо удерживают частицы с $r = 2,5-5$ мк. Частицы с $r > 5$ мк, например споры ликоподия, при достаточно большой скорости струи не удается удерживать никакими смазками.

И. Дергачев [354] исследовал осаждение угольной пыли с $r = 50-80$ мк и при $U = 25$ м/сек на смазанной вазелином расположенной перпендикулярно потоку пластинке и нашел, что эффективность осаждения возрастает с увеличением толщины

слоя смазки до ~ 70 мк, т. е. примерно до величины r , и далее не изменяется, так как, по-видимому, достигает 100%.

В опытах Розинского и др. [355] частицы ZnS с $r = 10$ мк осаждались на липких лентах при $U = 4$ м/сек. Оказалось, что на ленте с работой отрыва от стальной пластинки $\Omega = 22$ г/см прилипало 100% частиц, на ленте же с $\Omega = 340$ г/см — лишь 11%, так как у нее, по-видимому, слишком твердая поверхность. Вероятно, при мгновенной нагрузке в момент столкновения недостаточно мягкие пластики ведут себя как твердые тела.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СТОЛКНОВЕНИЙ МЕЖДУ ЖИДКИМИ КАПЛЯМИ

Переходим к столкновениям между жидкими каплями. Первые серьезные исследования отражения сталкивающихся водяных капель принадлежат Релею [356]. Наиболее интересны его опыты с двумя узкими водяными струйками, распадавшимися на отдельные капли под действием звуковых колебаний и встречавшимися под различными углами. При столкновениях под углом 180° , т. е. при движении капель в противоположных направлениях, они сплющиваются при столкновении и сразу сливаются, при меньших углах между каплями образуется перемычка, постепенно утончающаяся по мере расхождения капель. В конце концов она разрывается с образованием мелких вторичных капель или же начинает снова сокращаться и тогда происходит слияние.

Такие опыты весьма капризны и трудно воспроизводимы. Наличие на поверхности капель пылинок, капелек жира и т. д. резко повышает процент эффективных столкновений. Чрезвычайно облегчает слияние также электрическое поле. По мнению Релея, капли сливаются, если воздушную прослойку успеет продавить какой-нибудь выступ на поверхности капель за короткое время столкновения, заряды же на поверхности капель способствуют быстрому росту случайно возникших выступов. Выступающие над поверхностью посторонние частицы также способствуют продавливанию воздушной прослойки и образованию перемычки между каплями.

По наблюдениям Релея, в атмосфере, содержащей значительное количество хорошо растворимых в воде газов (SO_2 , CO_2 , водяного пара), эффективность столкновений значительно повышается; по-видимому, газовая прослойка быстро утончается вследствие растворения газов в каплях. Аналогичный эффект производит водород: очевидно, ввиду его малой вязкости он легко выдавливается каплями.

По интерференционным цветам, даваемым воздушной прослойкой между сталкивающимися водяными струйками, Ньюолл

[357] определил толщину прослойки h . Она уменьшается в направлении течения и имеет величину порядка 1 мк. Увеличение скорости струй и угла между ними приводит к уменьшению h .

Следует упомянуть и об опытах Кайзера [358] с мыльными пузырями, имеющих непосредственное отношение к разбираемому вопросу. Кайзер прижимал пузыри диаметром 3—6 см с силой 20—60 мГ к плоской мыльной пленке. Через 3—25 сек. происходило слияние — воздушная прослойка исчезала. По кольцам Ньютона в прослойке было установлено, что h в середине ее (~ 1 мк) меньше, чем по периферии и непрерывно уменьшается, сперва довольно быстро, затем все медленнее до величин 0,08 мк, после чего немедленно происходит слияние. Процесс выжимания прослойки удовлетворительно описывается уравнением Стефана для кинетики выжимания вязкой жидкости из зазора между сближающимися параллельными дисками

$$\frac{1}{h^2} - \frac{1}{h_0^2} = \frac{4Ft}{3\pi\eta R^4}, \quad (7.20)$$

где h_0 — начальное расстояние между дисками, h — расстояние в момент t , F — сжимающая сила, R — радиус дисков.

При наличии определенной разности потенциалов между мыльным пузырем и пленкой продолжительность жизни пузырей резко сокращается, так как выдавливание воздуха из прослойки сильно ускоряется и слияние происходит уже при $h = 0,3$ — $0,4$ мк. Это явление вызвано электростатическим притяжением между двумя пленками, образующими плоский конденсатор. В опытах Кайзера сила этого притяжения в несколько раз превышала силу механического прижимания и, как легко понять, непрерывно возрастала по мере уменьшения h , т. е. увеличения емкости конденсатора.

Махаян в ряде работ [359] исследовал известное явление плавления капель жидкости на поверхности той же жидкости. По кольцам Ньютона Махаян установил, что и в этом случае толщина воздушной прослойки непрерывно убывает, и ходом этого процесса определяется продолжительность жизни капли τ . Значение τ , вообще говоря, пропорционально вязкости жидкости, но для некоторых жидкостей (глицерина, ртути, насыщенного раствора сахара в воде) τ так мало, что не могло быть измерено автором. Для воды $\tau = 1$ —2 сек., для анилина 2—3 сек., для водных растворов мыла 4—5 сек., для оливкового масла — несколько минут. Влияние пыли, загрязнений на поверхности и электрического поля — такое же, как в опытах Релея. Для получения плавающих капель необходимо, чтобы они падали с известной высоты: для водных растворов мыла с высоты $> 1,8$ см, что соответствует скорости падения > 60 см/сек. При уменьшении давления воздуха τ резко снижается.

М. Аганин [360] заставлял водяные капли с $r = 0,5—1,2$ мм падать на стеклянную пластинку, установленную под определенным углом φ к горизонтали и покрытую очень тонким слоем воды. Слияние слабозаряженных капель, образующихся при заземлении капиллярного кончика, из которого они вытекали, происходило только при падении с высоты, превосходящей некоторую критическую величину H , в противном случае капли отскакивали. Опыты хорошо воспроизводились. Для капель с $r = 0,75$ мм, падавших на горизонтальную пластинку, H равно 1,96 см, что соответствует критической скорости столкновения V_{kr} 62 см/сек. V_{kr} возрастает с ростом угла падения φ . При этом произведение $V_{kr} \cos \varphi$, т. е. критическая величина нормальной составляющей скорости капли оказалась величиной постоянной, а именно 70 см/сек при $r = 0,5$ мм и 46 см/сек при $r = 1,2$ мм. По наблюдениям М. Аганина при неэффективных столкновениях заряд капель не менялся, т. е. контакта между каплями и водяной пленкой не было.

Иная картина наблюдалась при больших зарядах (порядка 0,01 эл. ст. ед) на каплях. В этом случае, как и у Релея, между каплями и водяной пленкой возникала перемычка, разрывавшаяся при отскоке, причем часть объема капли оставалась на пленке. Величина этой части возрастала с зарядом капли и при достижении некоторого критического заряда происходило полное слияние.

Аналогичные опыты М. Аганина с падением слабозаряженных капель на неподвижную каплю, образованную на кончике вертикального капилляра, привели к сходным результатам: при $r = 0,83$ мм и $V \geq 21$ см/сек все столкновения были эффективны, при $V \leq 18$ см/сек — неэффективны.

В опытах С. Горбачева и Е. Мустель [361] водяные капли с $r = 0,65$ мм двигались в момент столкновения со скоростью 100 см/сек так, что их траектории образовывали угол 2° . Плоскости движения капель были параллельны и отстояли друг от друга на регулируемое расстояние Δ . По мере увеличения Δ уменьшался и угол φ между относительной скоростью капель и линией центров. При этом средняя эффективность столкновений убывала от 100% при $\Delta = 0$ до нуля при $\Delta = r$. Перетекания воды из одной капли в другую при неэффективных столкновениях не было.

В работе С. Горбачева и В. Никифоровой [362] применялись капли с $r = 0,5—0,75$ мм. Одна капля подвешивалась на конце стеклянного капилляра, прикрепленного к длинному маятнику, другая помещалась на парафинированном столике. Перемещая столик, можно было получить столкновение под желаемым углом. При этом было обнаружено существование верхней критической скорости, выше которой столкновения были

неэффективны. В отличие от нижней критической скорости верхняя критическая скорость убывала с ростом φ от 80 см/сек при $\varphi = 10^\circ$ до 50 см/сек при $\varphi = 50^\circ$ и до 20 см/сек при $\varphi = 70^\circ$ ($r = 0,75$ мм). В этом случае при неэффективных столкновениях происходило перетекание части жидкости из одной капли в другую.

В опытах Н. Тверской [363] водяные капли с $r = 0,5—1,5$ мм вытекали из капилляра и падали на неподвижную каплю, находившуюся на тонком металлическом колечке, электрически соединенном с капилляром. Измерялась зависимость верхней критической скорости V_{kr} от величины угла φ . Определялась величина V_{kr}' , ниже которой все столкновения были эффективны, и V_{kr}'' , выше которой все столкновения неэффективны. В интервале от V_{kr}' до V_{kr}'' наблюдались и те и другие. По мнению автора, это вызвано главным образом пульсациями падающих капель, благодаря которым они имели в момент столкновения различную форму. При относительной влажности воздуха 50%, $r = 1,5$ мм и $\sin \varphi = 0,6$ $V_{kr}' = 40$ и $V_{kr}'' = 61$ см/сек, при $\sin \varphi = 0,4$ соответственно 60 и 76 см/сек, при $\sin \varphi = 0,2$ 76 и 90 см/сек. Сделанные Н. Тверской киноснимки со сталкивающихся капель полностью подтвердили упомянутые на стр. 124 визуальные наблюдения Релея. При больших скоростях и углах удара ширина и время жизни перемычки, образующейся между каплями, весьма малы.

В работе Н. Тверской и И. Юдина [364] сделано важное наблюдение, что эффективность столкновений значительно повышается с уменьшением размеров капель. Уже при уменьшении r с 1,1 до 0,7 мм V_{kr}'' возрастает в несколько раз. Это легко объяснить: чем меньше капли, тем меньше они сплющиваются при столкновениях; кроме того, при одинаковой степени деформации капель скорость выжимания воздушной прослойки, согласно уравнению (7.19), быстро возрастает с уменьшением r .

В согласии с наблюдениями П. Прохорова и Л. Леонова о влиянии влажности воздуха на процесс слияния капель [365] авторы установили, что повышение влажности резко увеличивает эффективность столкновений, особенно при не очень больших φ . Так, при $r = 1,15$ мм и $\sin \varphi = 0,73$ $V_{kr}'' = 25$ см/сек при 36%-ной и 50 см/сек при 93%-ной влажности. При $\sin \varphi = 0,65$ и 93%-ной влажности V_{kr}'' так велика, что ее вообще не удалось определить.

Как уже указывалось, процесс столкновения жидких капель существенно отличается от столкновения твердых частиц. Прежде всего вследствие отсутствия микрошероховатостей и легкой деформации капель между ними весьма легко образуется воздушная прослойка. Чем больше относительная скорость при

столкновении, тем меньше толщина прослойки и тем больше вероятность образования жидкой перемычки между каплями за счет микроволн на примыкающих участках их поверхности.



Рис. 48. Эффективные (а) и неэффективные (б) столкновения капель дибутилфталата с вертикальной стеклянной пластинкой.

Этим объясняется существование нижней критической скорости и правило Аганина. Далее, при столкновении капля деформируется не только узкая зона вблизи поверхности контакта, а вся капля целиком. Роль упругой деформации и упругой энергии здесь играет увеличение поверхности капли и свободная поверхностная энергия. Переход последней обратно в кинетическую энергию происходит таким образом, что сплюснутые капли принимают свою первоначальную сферическую форму и при этом отталкивают друг друга. Если воздушная прослойка не была пробита при столкновении, расхождение капель идет беспрепятственно, если же успел образоваться жидкий мостик, результат столкновения зависит от сравнительной величины кинетической энергии разлетающихся капель и работы разрыва мостика. Поэтому при достаточно сильной деформации, т. е. большой относительной скорости при столкновении оно будет неэффективным. Косые столкновения менее эффективны, чем центральные, так как при них в значительной степени сохраняется тангенциальная составляющая скорости, способствующая разрыву мостика.

Высказываемое некоторыми авторами мнение [366], что для эффективности столкновения капля необходимо, чтобы кинетическая энергия их относительного движения превосходила определенную

долю их поверхностной энергии, противоречит опыту, однако по отношению к столкновениям капель с несмачиваемыми твердыми частицами этот взгляд, по-видимому, правилен (см. ниже). Из изложенного выше видно, что экспериментальный материал по эффективности столкновений между каплями довольно сырой и пестрый. Теории явления, основанной на законах гидродинамики и капиллярной физики, еще не существует. Между тем, это явление вполне заслуживает внимания физиков-теоретиков.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СТОЛКНОВЕНИЙ ЖИДКИХ КАПЕЛЬ С ТВЕРДЫМИ СТЕНКАМИ И ЧАСТИЦАМИ

Механизм столкновений жидких капель с твердыми стенками занимает промежуточное положение между рассмотренными выше случаями: как видно из изложенного ниже, воздушной прослойки здесь, как правило, не образуется, отсутствует процесс слияния двух жидких объемов, но механизм отскакивания — переход капиллярной энергии в кинетическую в данном случае тот же, что и при столкновении между жидкими каплями. При косом эффективном столкновении, когда капиллярная энергия недостаточна для отрыва капли от стенки, капля обычно скользит по ней.

В опытах Галлили и Ламера [367] тонкая струя изодисперсного глицеринового тумана с $\bar{r} = 1,5—5$ мк ударялась со скоростью $V = 11—16$ м/сек о верхнюю сторону гидрофобизированной стеклянной пластинки, расположенной под углом 40° к горизонтали. Рассеяние капель в образовавшемся осадке возрастало с ростом V и r , тогда как при полной эффективности столкновений должно было быть наоборот. Отсюда авторы сделали вывод, что капли отскакивали при первом столкновении и осаждались в другом месте. Капли в данном случае не скользили по поверхности. Это видно из того, что при наличии на пластинке налета из очень мелких конденсированных капелек последние не смывались ударявшимися о пластинку каплями указанной выше величины, капли же с $r = 15—20$ мк не отскакивали, а скользили после столкновения (в согласии с описанными ниже опытами Хартли).

Аналогичные опыты проводились Джиллесли и Райдилом [368] с туманом дибутилфталата ($\bar{r} = 2,3$ мк) на необработанной стеклянной пластинке. При $V < 2$ м/сек осадок не получался, при увеличении V эффективность осаждения возрастала чрезвычайно быстро и при 3 м/сек достигала 1, затем также быстро убывала, достигала 0,1 при 4 м/сек и снова медленно возрастала. Объяснить эти результаты чрезвычайно трудно, по-видимому, они нуждаются в проверке.

В другой серии опытов капли дибутилфталата ($r \approx 1$ мм) падали вертикально на слегка наклоненные к вертикали пластинки и с них делались киноснимки, хорошо иллюстрирующие механизм столкновений (см. рис. 48, изображающий эффективное и неэффективное столкновение. В обоих случаях капли скользили по пластинке вниз на расстояние 5—10 мм). Отметим, что жидкость образует острый краевой угол с пластинкой, т. е. сплошной воздушной прослойки здесь быть не могло.

Далее авторы измерили при помощи центрифуги нормальную силу F , необходимую для отрыва капля дибутилфталата от пластинки и для капель с $r = 6,8$ мк (на поверхности эти капли

образуют линзы с $r' = 15 \text{ мк}$ получили величину $F \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ дин}$, а для $r = 1,4 \text{ мк}$ ($r' = 3 \text{ мк}$) $\sim 9 \cdot 10^{-6} \text{ дин}$. Эти значения F на 6 порядков меньше теоретически вычисленных авторами сил, необходимых для отрыва капель без их деформации, так как в действительности капли деформируются под действием отрывающей силы с образованием постепенно суживающейся шейки.

В другой работе Джиллеси [369] туманы, полученные распылением расплавленной стеариновой кислоты с $\bar{r} = 1 - 2 \text{ мк}$, осаждались на стальной проволоке с $R = 0,085 \text{ мм}$ при скоростях течения $6 - 26 \text{ см/сек}$ и исследовалось распределение осадка на поверхности в функции угла θ от лобовой точки. Ввиду того, что число Stk в этих опытах — порядка сотых долей единицы, осаждение происходило за счет зацепления и электрических сил. Распределение капелек существенно изменялось при покрытии проволоки силиконом, что свидетельствует, очевидно, о том, что капельки сдвигались (скользили) по поверхности проволоки под действием воздушного потока.

В работе Хартли и Бранскилла [370] водяные капли одинаковой величины ($r = 25 - 200 \text{ мк}$) падали вертикально со скоростью V_s на расположенные под углом ϕ к горизонтали поверхности. При падении капель на гладкие поверхности, даже гидрофобизированные силиконом, парафином и т. д., все столкновения были эффективны. От шероховатых поверхностей — пластинок, покрытых слоем сажи или MgO , и листьев растений, покрытых микроскопическими восковыми сосочками, крупные капли отскакивали. Так, при падении капель с $r < 50 \text{ мк}$ на листья гороха все столкновения были эффективны, а при каплях с $r > 125 \text{ мк}$ — неэффективны, независимо от ϕ . В промежуточной области \mathcal{E} падает с ростом ϕ . При уменьшении поверхностного натяжения воды путем добавления больших количеств метанола или уксусной кислоты \mathcal{E} заметно повышалось, а скорость отлетающих капель понижалась. На покрытых сажой пластинках \mathcal{E} еще меньше, чем на листьях; при этом на отскакивающих каплях заметны сажевые пятна, указывающие на наличие контакта при столкновениях. Об этом свидетельствует также тот факт, что снижение давления воздуха до 10 мм рт. ст. не влияло на \mathcal{E} .

Так как работа отрыва капли, лежащей на поверхности, пропорциональна σr^2 и быстро убывает с ростом краевого угла, а кинетическая энергия свободно падающей капли пропорциональна r в более высокой степени, эти результаты вполне объяснимы на основе приведенных выше соображений. Влияние же микрошероховатости поверхности Хартли и Бранскилл объясняют тем, что на плохосмачиваемых шероховатых поверхно-

стях весьма велик краевой угол натекания, причем обычно измеряемое статическое значение этого угла, вероятно, значительно меньше мгновенного значения при столкновении капли с поверхностью.

Все сказанное выше относится, конечно, и к столкновениям капель с значительно более крупными твердыми частицами. Обратный случай столкновений твердых частиц с более крупными каплями или со смоченными стенками требует особого рассмотрения. Хотя этот случай представляет большой практический интерес для техники, его изучение до сего времени заключалось в основном в подборе смачивателей, добавляемых к воде для повышения эффективности столкновений, механизм же процесса изучен очень плохо.

А. Таубман и С. Никитина [371] давали каплям воды и растворов смачивателей одной и той же величины ($r \approx 1 \text{ мм}$) падать через камеру с полидисперсными пылями кварца, талька ($r \leq 2,5 \text{ мк}$) или каменного угля ($r \leq 1 \text{ мк}$) и определяли количество захваченной каплями пыли. Некоторые растворы показывали вдвое большее значение \mathcal{E} , чем вода, для всех трех пылей. Очевидно, для того, чтобы смачиваемость гидрофильного кварца водой могла проявиться, необходимо некоторое время, и при мгновенном соприкосновении кварц плохо смачивается. Никакой корреляции между статическим поверхностным натяжением растворов и \mathcal{E} не обнаружено, однако \mathcal{E} возрастает с убыванием динамического поверхностного натяжения (т. е. измеренного на свежееобразованной поверхности жидкости). Интересно, что некоторые поверхностноактивные вещества гидрофобизируют поверхность частиц пыли и уменьшают \mathcal{E} .

По мнению авторов, молекулы поверхностноактивного вещества в момент столкновения мигрируют по поверхности частицы и гидрофилизуют или гидрофобизируют ее. Это возможно, впрочем, лишь в том случае, если скорость миграции больше относительной скорости капли и частицы в момент столкновения.

П. Ермилов [372] исследовал влияние смачивателей на эффективность улавливания дыма PbO ($r \approx 0,3 \text{ мк}$) в прямоточном циклоне с орошаемыми стенками. При больших скоростях течения U на входе в циклон (15 м/сек) \mathcal{E} велико (0,95) даже при орошении водой и сравнительно мало (до 0,97—0,98) повышается при добавлении смачивателей. При уменьшении U падает, конечно, и \mathcal{E} , но эффект добавления смачивателей возрастает: при $U = 1 \text{ м/сек}$ $\mathcal{E} \approx 0$ для воды и может быть доведено до 0,9 при соответствующем подборе смачивателей. П. Ермилов также не обнаружил зависимости между эффектом добавки смачивателей и статическим поверхностным натяжением растворов.

надежными следовало бы считать измерения Бредли, согласно которым сила адгезии между кварцевыми шариками ($r = 0,2 - 0,5$ мм) выражается формулой

$$F_{ad} = 4\pi\sigma \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}, \quad (8.1)$$

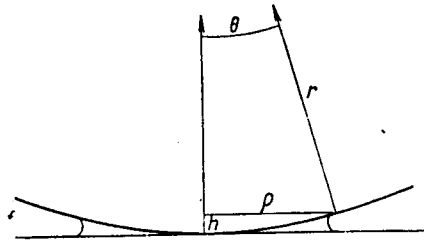


Рис. 49. Адгезия между плоскостью и шаром при наличии жидкой прослойки.

в которой $\sigma = 35$ дин/см. Однако, согласно единственным экспериментальным данным об адгезии мелких частиц [385] F_{ad} на 2 порядка меньше, чем по данным Бредли.

Во влажном воздухе адгезия всегда значительна. По Мак-Фарлейну и Тейбору [381], при увеличении влажности воздуха от 80 до 90% сила адгезии между стеклянной пластинкой и стеклянными шариками возрастает от ~ 0 до $4\pi\sigma r$ (σ — поверхностное натяжение воды), т. е. до величины адгезии, вызванной отрицательным давлением в водяной прослойке *. На пластинках с шероховатой поверхностью (и, вероятно, при наличии пылинок) такое значение адгезии достигается лишь в том случае, если толщина водяной пленки больше высоты неровностей (или диаметра пылинок).

Следует заметить, что шарики с свежеплавленной поверхностью являются образцом тел, в которых микрошероховатость

* Рассмотрим слой жидкости, находящийся между соприкасающимися шаром и плоскостью (рис. 49). При малой величине отношения радиуса слоя ρ к радиусу шара r $h = r(1 - \cos \theta) \approx \frac{1}{2}r\theta^2$. Если обе поверхности смачиваются жидкостью, радиус кривизны мениска имеет величину $\sim h/2$, отрицательное давление в слое равно по формуле Лапласа $2\sigma/h$, а сила сцепления

$$F = (2\sigma/h) \cdot \pi r^2 \approx 4\pi\sigma r. \quad (8.2)$$

Для двух равных соприкасающихся шаров h вдвое больше и

$$F = 2\pi\sigma r. \quad (8.3)$$

Мак-Фарлейн и Тейбор подтвердили эту формулу прямыми измерениями силы сцепления между смоченными шариками.

поверхности, по-видимому, очень мала, и радиусы кривизны, входящие в формулы (8.2) и (8.3), близки к радиусам самих шариков. В обычных пылевых частицах эти радиусы значительно меньше полупоперечника частицы и силы адгезии должны сильно возрастать при капиллярной конденсации влаги вблизи точек соприкосновения частиц.

Ларсен [386] измерил при помощи центрифуги адгезию между стеклянными шариками с $r = 67$ и 84 мк и пластинкой при наличии жидкой прослойки и также подтвердил формулу (8.2). Далее он вывел выражение для адгезии между шариками и цилиндром при наличии прослойки

$$F = 2\pi\sigma r \left\{ \frac{\rho/r}{[(\rho/r)^2 + (R/r)^2]^{1/2}} + \frac{1}{[(\rho/r)^2 + 1]^{1/2}} \right\} (1 + r/R), \quad (8.4)$$

где R — радиус цилиндра, ρ — радиус прослойки. Это выражение также дает хорошее совпадение с опытом. В опытах со смазанными маслом вибрирующими стеклянными нитями с $R = 128$ и 420 мк и шариками с $r = 55$ мк Ларсен нашел, что срыв шариков начинается, когда максимальная инерционная сила $ma(2\pi\nu)^2$ (a — амплитуда, ν — частота колебаний, m — масса шарика) превышает вычисленную по формуле (8.4) силу адгезии, и заканчивается примерно за 1 мин.

СДУВАНИЕ ЧАСТИЦ СО СТЕНОК ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ

В опытах по сдуванию шариков ($r = 8$ мк) со стеклянной нити ($R = 400$ мк) без смазки Ларсен обнаружил значительное (на порядок) возрастание адгезии при увеличении влажности воздуха. Исследовался также сдвиг шариков, находившихся на смазанных маслом нитях под действием воздушного потока. К сожалению, в статье Ларсена имеется ряд пробелов, не позволяющих правильно оценить результаты этих интересных опытов: не приведены численные данные, характеризующие совпадение теории и опыта, неясно, как рассчитывались гидродинамические силы, действовавшие на шарики и т. д.

Неясным остается вопрос, с чего начинается отрыв частиц от стенок воздушным потоком: отрываются ли они непосредственно под действием перпендикулярной к стенке (подъемной) гидродинамической силы или же сперва начинают катиться или скользить по стенке под действием тангенциальной гидродинамической силы и рикошетируют, налетев на другие частицы или неровности на поверхности. Точный расчет действующих на лежащие на стенке частицы разной формы, утопленные или возвышающиеся над ламинарным подслоем, в тангенциальном и нормальном направлениях, весьма труден. Для довольно

крупных тел, далеко выступающих за ламинарный подслон — кубов и шаров, расположенных в различном порядке на дне водяного лотка, эти силы были измерены при больших Re В. Гончаровым [387], показавшим, что подъемная сила (в согласии с теоремой Жуковского) тем больше, чем полнее тело обтекается потоком в вертикальной плоскости. Поэтому гидродинамические силы уменьшаются с убыванием расстояния между телами: на тела, несколько возвышающиеся над соседними, действуют значительно большие силы, чем на эти последние и т. д. К сожалению, численных данных, которые можно было бы использовать для расчетов, в книге В. Гончарова не приведено.

Еще труднее рассчитать силу, необходимую для сдвига мелких частиц по поверхности. Для макротел это хорошо известная сила статического трения, но уже для частиц с $r < 0,5$ мм угол трения заметно возрастает с уменьшением r [388], одновременно увеличивается и разброс значений этого угла, измеренных для нескольких частиц одинакового размера.

Это объясняется следующим образом. Сила трения, являющаяся по существу тангенциальной силой адгезии, пропорциональна (подобно нормальной силе адгезии) площади истинного контакта между трущимися телами. Эта площадь, величина которой обусловлена главным образом пластической деформацией микровыступов в точках соприкосновения, в случае макротел, как показали Бауден и Тейбор [389] приблизительно пропорциональна нормальной прижимающей силе F_N , на чем и основан закон трения Кулона. При уменьшении размера частиц F_N (сила тяжести частицы) также очень быстро убывает и все более заметным делается влияние нормальной силы адгезии, также вызывающей деформацию в зоне контакта. В этом случае площадь контакта, а следовательно и сила трения пропорциональна сумме обеих нормальных сил, на что впервые указали Б. Дерягин и В. Лазарев [390]. Так как сила адгезии частиц пропорциональна $\sim r$, коэффициент (и угол) трения возрастает с уменьшением r .

Далее, в макротелах различия в микрошероховатости в зонах контакта при одинаковой F_N более или менее усредняются, в случае же мелких частиц нормальная сила адгезии, а следовательно и площадь контакта в высокой степени зависят от микрогеометрии поверхностей в точках контакта, и поэтому весьма сильно меняются от частицы к частице, от одной ориентации частицы к другой и от одной точки стенки к другой. Этим объясняется тот факт, что результаты всех опытов по сдуванию пыли выражаются кривыми: скорость течения — % сдутых частиц, причем скорость, соответствующая полному сдуванию, в несколько раз больше скорости начала сдувания даже при изодисперсной пыли [351]. Такой же разброс получается при измерении

угла трения пылинок. Это обстоятельство чрезвычайно затрудняет экспериментальное изучение процесса сдувания пыли со стенок.

Кремер и Конрад [391] обошли эту трудность, измеряя угол трения θ не отдельных частиц, а равномерного слоя различной толщины более или менее изодисперсной пыли, наносившейся на поверхность при помощи сита. При этом в удачных опытах весь слой соскальзывал как одно целое, т. е. измерялось усредненное значение θ .

Согласно сказанному выше условие соскальзывания выражается уравнением

$$Mg \sin \theta = \mu Mg \cos \theta + H, \quad (8.5)$$

где M — масса пыли в 1 см^2 слоя, μ — макроскопический коэффициент трения, H — тангенциальная сила адгезии, рассчитанная на 1 см^2 . Нанося свои результаты в системе координат $(Mg \sin \theta, Mg \cos \theta)$, Кремер и Конрад получили для частиц доломита или магнезита с $r > 150 \text{ мк}$ прямую, проходящую через начало координат, т. е. в этом случае $H \approx 0$. Для $r < 150 \text{ мк}$ также получались прямые, но пересекающие ось ординат в точке, соответствующей, очевидно, величине H . Опыты показали, что величина $Hr = K$ для данной пыли ($r = 30-150 \text{ мк}$) и поверхности постоянна и равна $1,4 \text{ дин/см}$ для магнезитовой пыли на стекле, $1,3$ на железе и $1,25$ на магнезите. После прокаливании пыли H уменьшается в несколько раз.

Полагая, что частицы пыли в первом слое расположены вплотную друг к другу и в шахматном порядке, мы найдем, что в 1 см^2 слоя содержится $1/4 r^2$ частиц, т. е. на каждую действует тангенциальная сила адгезии $F_{ad} = 4r^2 H \approx 5r \text{ дин}$, т. е. эта сила, подобно нормальной силе адгезии, приблизительно пропорциональна r^* . С другой стороны, Патат и Шмид [393] этим же методом нашли для карборундовой пыли на стальной пластинке $Hr^2 = \text{const}$ и для пыли Al_2O_3 на той же пластинке $Hr^{0.7} = \text{const}$, т. е. в первом случае F_{ad} не зависит от r (что явно неправильно), а во втором — пропорционально $r^{1.3}$.

Батель [394] нашел, что после прокалывания стеклянной пластинки и кварцевой пыли в вакууме при 300°C $H = 0$, в опытах же Патата и Шмида с карборундовой пылью на стали в этих же условиях H имеет заметную величину. Нет никакого сомнения в том, что значительная часть силы F_{ad} обусловлена

* По опытам Бейшера [392] сила адгезии между частицами Fe_2O_3 с $r = 0,25 \text{ мк}$ равна $\sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ дин}$, т. е. $F_{ad} \approx 2r$; при этом адгезия между двумя частицами должна быть, согласно теории, вдвое меньше адгезии между частицей и плоской стенкой. Таким образом мы получаем подтверждение того положения, что силы адгезии и трения у мелких частиц близки друг к другу.

капиллярным действием адсорбированной водяной пленки, как и в случае нормальной адгезионной силы.

Все работавшие методом Кремера и Конрада авторы указывают, что макроскопический коэффициент трения μ заметно возрастает при убывании r , т. е. разделение коэффициента трения на макроскопическую и адгезионную компоненты этим методом не удастся. Из обильного экспериментального материала, собранного Пататом и Шмидом, можно сделать только один вывод — о большой сложности изучаемого явления.

Мы видим, таким образом, что ни теоретических расчетов, ни даже общих эмпирических формул для процесса отрыва частиц воздушным потоком на сегодняшний день не имеется. На первый взгляд может показаться, что для этой цели можно воспользоваться данными об отрыве и переносе частиц водными потоками, однако, как подчеркивает Бегнолд [395], различия между этими двумя случаями для этого слишком глубоки.

Приведем еще некоторые опытные данные качественного характера. По наблюдениям Румпфа [396] осадок известняковой пыли с вертикальной металлической пластинки, расположенной параллельно течению, сдувается тем труднее, чем больше была скорость течения при его образовании. Автор объясняет это большей скоростью столкновения частиц с пластинкой. Возможно, что здесь происходит пластическое сплющивание частиц и увеличение площади контакта. Возможно также, что частицы катятся после столкновения по поверхности, пока не достигнут потенциальной ямы, т. е. положения с большой силой адгезии. Чем больше скорость частицы, тем глубже должна быть эта яма и тем прочнее частица прилипает к поверхности.

Зависимость между размером частиц и критической скоростью течения исследована рядом авторов. А. Климанов [397] нашел, что для фракции угольной пыли с $r = 37-52$ мк $U_{kr} = 6$ м/сек, для $r = 21-37$ мк — 7 м/сек и для $0-21$ мк — 10 м/сек. По Джордану [351] для сдувания в течение 2 сек. 50% осадка кварцевой пыли тонкой воздушной струей, перпендикулярной к пластинке, требуется при $r = 3,5$ мк $U = 45$ м/сек, при 2 мк 95 м/сек и при 1 мк 145 м/сек. Эти данные подтверждают выказанное выше положение, что для частиц с $r < 50-100$ мк U_{kr} возрастает с уменьшением r . Данные Бломфилда и Далавалла [398], нашедших обратную зависимость для кварцевой пыли, начиная с $r = 5$ мк, безусловно ошибочны.

В опытах Дауеса [399] слой весьма полидисперсного порошка (известняка, мела, гипса, сланца, летучей золы с $r = 16-46$ мк) толщиной 6 мм и площадью 5×17 см наносился через сито на наждачную бумагу № 0, расположенную на дне аэродинамической трубы высотой 7,5 см, через которую продувался затем воздух. При $\bar{U} = 15-20$ м/сек начинался унос частиц

(эрозия), подобный изученному Бегнолдом [400], причем скорость эрозии была пропорциональна \bar{U}^3 и в высокой степени зависела от свойств порошка. Из различных методов исследования механических свойств порошков наиболее удачным оказалось определение их «когезии» H , т. е. силы, необходимой для разрыва столба неуплотненного порошка, рассчитанной на 1 см^2 . Скорость эрозии порошков с $H < 200 \text{ дин/см}^2$ в 4—6 раз больше, чем при $H \approx 300$ и в 10—15 раз больше, чем при $H \approx 700$. Величина H возрастает с уменьшением среднего размера частиц и с увеличением полидисперсности порошка, особенно при наличии очень мелкой фракции, и более или менее симбатна с углом естественного откоса. При исследовании распыляемости порошков по методу, сходному с методом Андреасена [401], оказалось, что распыляемость почти во всех случаях падает с ростом H . Зависимость между H и радиусом частиц может быть с успехом объяснена на основе предположения, что адгезия между частицами пропорциональна их радиусу (см. выше).

При скоростях течения, превышающих критическую величину U_{kr} , происходит (в течение долей секунды) сплошное сдувание слоя, начиная с его переднего края. Для различных порошков U_{kr} варьировало от 28 до 40 м/сек (максимальной ее величины в этих опытах). На полированной пластинке U_{kr} на 30% ниже, чем на наждачной бумаге. Вибрация подложки также сильно снижает U_{kr} , не влияя на скорость эрозии. Далее, U_{kr} сильно зависит от угла откоса у переднего края слоя — чем меньше этот угол, тем больше U_{kr} .

Эти наблюдения, а также измерения давления воздуха в различных точках слоя и теоретические расчеты автора показали, что сплошное сдувание вызвано аэродинамической силой, действующей на передний край слоя. Дауес считал, что сдувание происходит, когда эта сила превосходит силу трения H_t между слоем и подложкой, определенную в особых опытах. При этом оказалось, в согласии с опытами Кремера и Конрада, что $H_t = H_0 + \mu p$, где p — прижимающее давление, μ и H_0 — постоянные. Однако из приведенных автором таблиц видно, что степень корреляции между значениями U_{kr} и H_t для одного и того же порошка довольно незначительна и механизм процесса, по-видимому, более сложен.

Аналогично протекает, по мнению автора, и эрозия: когда тангенциальная аэродинамическая сила, действующая на поверхность слоя, превосходит силу трения порошка о порошок, какая-то часть слоя сдвигается и уносится. Эта гипотеза плохо подтверждается опытными данными; по-видимому, и в случае

тонких порошков эрозия происходит по механизму, описанному Бегнолдом и Чепилем [402].

Разбираемые здесь явления представляют большой интерес для теории пневматического транспорта сыпучих материалов. Этому важному техническому процессу посвящено большое число работ прикладного характера, однако его физические основы изучены еще недостаточно.

Обычно при пневматическом транспорте в горизонтальных трубах наблюдается двухфазное течение: по дну трубы сравнительно медленно движется сплошной слой материала. Скорость его движения определяется тангенциальной аэродинамической силой, действующей на поверхность слоя, и силой трения о дно трубы. В случае грубодисперсного материала значительная часть его передвигается скачками, подобно движению природных песков. В верхней части трубы частицы находятся в аэрозольном состоянии *. Мелкие и мягкие частицы в не очень узких трубах сравнительно редко сталкиваются со стенками и их средняя продольная скорость \bar{V}_t мало отличается от скорости воздуха \bar{U} . Крупные жесткие частицы в узких трубах движутся зигзагами от одной стенки к другой (см. рис. 47) и их \bar{V}_t может быть значительно меньше \bar{U} . Чем меньше \bar{U} , чем тяжелее частицы и чем выше концентрация транспортируемого материала, тем большая его часть движется по дну трубы. Так как в круглых вертикальных трубах обычно поток более или менее закручивается и материал отбрасывается к стенкам центробежной силой, то и в этом случае наблюдаются сходные явления.

Из сказанного следует, что в зависимости от условий отношение \bar{V}_t/\bar{U} может изменяться в очень широких пределах, как это и найдено в ряде работ. К сожалению, лишь в упомянутой выше (стр. 121) работе Адама учтен такой важный фактор, как жесткость частиц. Наблюдаемые закономерности — убывание отношения \bar{V}_t/\bar{U} с ростом размера частиц и с убыванием диаметра трубы хорошо объясняются вышеизложенными соображениями.

ПНЕВМАТИЧЕСКОЕ И ЗВУКОВОЕ РАСПЫЛЕНИЕ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ТЕЛ

Одна из важнейших еще неразрешенных задач при лабораторном исследовании аэрозолей — совершенное (безагрегатное) распыление порошков, т. е. перевод их в аэрозоль с неагрегированными частицами. Совершенное распыление требуется главным образом в двух случаях: при получении модельных

* По наблюдениям Мета и др. [403], стеклянные шарики с $r = 48$ мк передвигаются при $\bar{U} = 5-25$ м/сек в основном скачками, а шарики с $r = 18$ мк — в виде аэрозоля.

аэрозолей с желаемыми свойствами и при воспроизведении в лаборатории промышленных аэрозолей с твердыми частицами. В первом случае путем измельчения и отмучивания можно получить порошок с требуемым средним размером и распределением размеров частиц, во втором порошок получают в готовом виде из пылеосадительной аппаратуры. В первом случае требуется совершенное распыление, во втором иногда желательно получить ту же степень агрегации, какой обладал исходный аэрозоль, но этого легко достигнуть путем частичной коагуляции полностью дезагрегированного аэрозоля.

Для грубых порошков ($r > 20$ мк) совершенное распыление осуществить нетрудно при помощи воздушной струи, но с уменьшением размеров частиц трудности возрастают. Это видно, например, из того факта, что выдувание частиц с $r < 10$ мк из элутриатора происходит чрезвычайно медленно даже в том случае, если такие частицы вводятся в элутриатор извне [404]; очевидно, они мгновенно образуют агрегаты.

Плохую распыляемость тонких порошков легко объяснить; в случае агрегата, движущегося в градиентном потоке, разность скоростей течения в двух точках, отстоящих на расстояние $2r$, равна $2r\Gamma$ (Γ — градиент скорости течения) и сила, стремящаяся разорвать две слипшиеся частицы, равна

$$F_M \approx 6\pi\eta r \cdot 2r\Gamma = 12\pi\eta r^2\Gamma. \quad (8.6)$$

Сила же адгезии, как мы видели выше, в первом приближении пропорциональна r . Конечно, кроме размера частиц большую роль играет здесь их форма, механические свойства (пластичность) и плотность упаковки, т. е. число контактов частицы с соседними частицами. Поэтому особенно трудно распыляются полидисперсные порошки, у которых плотность упаковки значительно больше, чем у изодисперсных порошков. Уменьшение плотности упаковки, т. е. насыпного веса порошка, например, под действием звуковых волн, существенно облегчает поэтому распыление.

По опытам Девиса и др. [405] заметное разрушение агрегатов угольной пыли с r порядка 1 мк происходило при продувании их со скоростью $\bar{U} = 170$ м/сек через плоскую щель шириной $2h = 0,08$ мм. Так как средний градиент скорости в плоской щели равен $(3/2) \bar{U}/h$, то согласно формуле (8.6) для частиц с $r = 1$ мк отрывающая сила F_M равнялась $3,6 \cdot 10^{-4}$ дин. Единственные экспериментальные данные о силах адгезии между частицами этого порядка величины, полученные Бейшером [392], приводят к формуле (см. стр. 137)

$$F_{ad} \approx 2r, \quad (8.7)$$

откуда при $r = 1 \text{ мк}$ $F_{ad} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ дин}$, т. е. величина того же порядка, что и F_M .

Иди и Пейн [406] сконструировали основанный на этом принципе аппарат для совершенного распыления порошков, в котором грубо распыленный струей воздуха порошок пропускается под давлением в несколько (до 30) атмосфер через кольцеобразную щель шириной 10—250 мк. Путем воздушного седиментометрического анализа полученного аэрозоля авторы показали, что по мере повышения давления (т. е. скорости течения) размер выходящих из щели частиц понижается лишь до известного предела, а затем остается постоянным. По мнению авторов, этот факт указывает на полную дезагрегацию частиц, однако микроскопического исследования авторы, по-видимому, не делали, и в их краткой статье слишком мало данных для того, чтобы убедиться в правильности этого вывода: можно, например, предположить, что в этих опытах была достигнута критическая скорость течения, уже не возрастающая при повышении давления. Следует впрочем признать, что дезагрегация в градиентном потоке, по-видимому, наиболее перспективный путь к совершенному распылению порошков.

Другой возможный путь — применение колебаний. Колебания звуковых частот производят на порошки двойное действие — уплотняют их при малых амплитудах и разрыхляют при больших [407]; причем разрыхление сопровождается значительным уменьшением когезии в порошках — возрастанием текучести, уменьшением угла откоса и т. д. Как показали Чин Янг-вен и Симмонс [408], порошок из стеклянных шариков с $r = 15 \text{ мк}$ можно распылить при помощи колебаний звуковой частоты. Однако более совершенный способ распыления заключается в одновременном действии колебаний и продувания воздуха через порошок.

Морзе [409] работал с высококогезивными, т. е. весьма плохо распыляемыми порошками гипса, мрамора ($r \approx 1 \text{ мк}$) и т. д. При пропускании воздуха через слой такого порошка он не разрыхлялся, а воздух проходил через него в виде отдельных крупных пузырей. Однако при создании под слоем звукового поля частотой 20—670 гц и достаточной интенсивности ($> 110 \text{ дб}$) слой сильно расширился (в случае гипса в полтора раза) и происходила весьма совершенная флуидизация (псевдооживление) порошка. В таком состоянии при увеличении скорости воздуха из порошка, по-видимому, должен выдуваться дезагрегированный аэрозоль.

В некоторых случаях удается повысить распыляемость порошков путем незначительной добавки другого высокодисперсного порошка. Таково, например, действие добавки сажи к известняковой пыли [410]. Очень эффективна добавка окиси маг-

ния. По опытам Крека и Миллера [411], добавка 1% MgO с $r \approx 0,03 \text{ мк}$ к порошкам крахмала, сахара и NaCl с $r \approx 5 \text{ мк}$ значительно уменьшает угол естественного откоса, а следовательно и когезию в этих порошках. По-видимому, частицы MgO и сажи играют здесь ту же роль, что и пылинки в опытах по адгезии между шариками, упомянутыми на стр. 133: они уменьшают площадь контакта между частицами порошка.

Добавка небольшого количества влаги, значительно увеличивающей адгезию между частицами, производит, понятно, обратный эффект. По опытам Паркера и Стевенса [412], при добавлении нескольких сотых долей процента воды к порошку из стеклянных шариков с $r \approx 0,15 \text{ мм}$ флуидизация порошка резко ухудшается.

За последние годы появилось очень много статей по флуидизации. Остановимся лишь на двух вопросах.

Одно из интересных свойств флуидизированных порошков, уже используемое в технике [413] — способность их течь, подобно жидкости, по слегка наклоненным к горизонтали трубам. Вначале текущая система вполне однородна, но на известном расстоянии начинает распадаться на обычные в пневматическом транспорте фазы [405].

Визуально определить, что происходит в колонке с флуидизированным порошком, очень трудно. Большим шагом вперед при исследовании процесса флуидизации было введение конденсаторного метода. В различные точки системы вводится миниатюрный конденсатор и по его емкости определяют пористость порошка в данной точке. На рис. 50 приведен результат

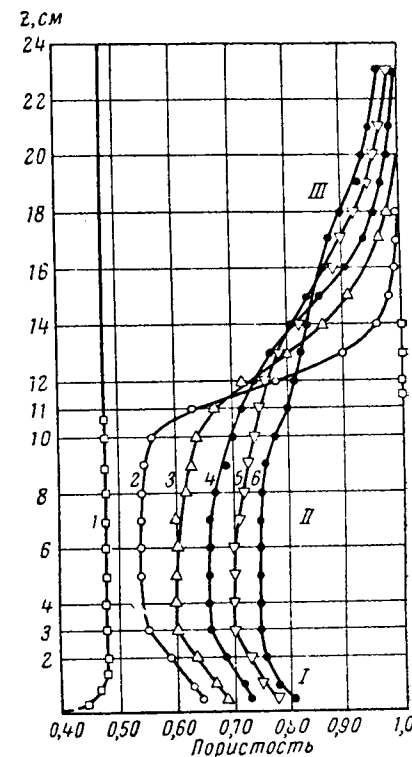


Рис. 50. Флуидизация стеклянных шариков при различных скоростях течения воздуха:

1. Начало флуидизации; 2. $U = 22,7 \text{ см/сек}$;
3. $U = 40,7 \text{ см/сек}$; 4. $U = 59,6 \text{ см/сек}$;
5. $U = 78,8 \text{ см/сек}$; 6. $U = 98,4 \text{ см/сек}$.

исследования этим методом флуидизации порошка из стеклянных шариков с $r \approx 100$ мк при разных скоростях течения воздуха [414]. Как видно из рисунка, внизу колонки имеется небольшая зона с повышенной пористостью, соответствующая выходу пузырей воздуха из поддерживающей сетки; затем идет зона флуидизированного порошка, пористость которого возрастает с увеличением U , и, наконец, аэрозольная зона. Падение концентрации аэрозоля с ростом z объясняется тем, что более крупные частицы выбрасываются на некоторую высоту, а затем падают обратно. Это явление обстоятельно изучено Ценцем и Вейлем [415], причем теоретические расчеты авторов удовлетворительно согласуются с данными опыта.

ВАЖНЕЙШИЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- B — подвижность частиц
- D — коэффициент диффузии аэрозольных частиц
- D_g — коэффициент диффузии пара
- D_t — коэффициент турбулентной диффузии
- E — напряженность поля
- \mathcal{E} — эффективность фильтра, забора пробы и т. д.
- F — сила
- F_M — сопротивление среды
- F_T — термофоретическая сила
- F_{ad} — сила адгезии
- Φ — число частиц, осаждающихся или проходящих в 1 сек. через поверхность; производительность точечного источника
- Φ' — число частиц, осаждающихся в 1 сек. на единице длины цилиндра; производительность линейного источника (на 1 см длины)
- G_g — скорость газовых молекул
- \vec{g} — градиент (скорости, температуры и т. д.)
- Γ_a — градиент температуры в газе
- H — напряжение (механическое)
- I — сила тока; число частиц, осаждающихся на 1 см² в 1 сек.
- K — константа коагуляции
- L — длина
- P — дипольный момент
- Π — разность потенциалов
- Pe — диффузионное число Пекле
- Q — заряд коллектора, крупной капли
- R_g — газовая постоянная
- R — радиус шара, цилиндра, крупной капли
- Re — число Рейнольдса для частицы
- Re_f — число Рейнольдса для потока
- $Sc = \nu/D$ — число Шмидта (диффузионное число Прандтля)
- Sh — число Шервуда (диффузионное число Нуссельта)
- Stk — число Стокса
- Stk_{kr} — критическое число Стокса
- T — абсолютная температура
- U — скорость течения газа
- U^* — скорость трения
- U_{kr} — критическая скорость течения
- V — скорость частицы
- V_{kr} — критическая скорость частицы
- V_t — тангенциальная скорость частицы
- V_n — нормальная скорость частицы
- V_r — относительная скорость частицы и среды
- V_S — скорость оседания одной частицы

V'_S — скорость оседания системы частиц
 V_T — скорость термофореза
 c — весовая концентрация аэрозоля, пара
 c_v, c_p — удельная теплоемкость газа
 c_s — скорость звука
 ε — коэффициент осаждения, захвата
 $f(r)$ — счетная функция распределения радиусов частиц
 g — ускорение силы тяжести
 k — константа Больцмана
 l — средняя длина свободного пути газовых молекул
 l_B — средняя кажущаяся длина свободного пути аэрозольных частиц
 l_i — инерционный пробег частиц
 m — масса частицы
 m_g — масса газовой молекулы
 n — число частиц в 1 см^3
 n_g — число газовых молекул в 1 см^3
 p — давление
 q — заряд частицы
 r — радиус частицы
 r_S — седиментационный радиус
 r_{pr} — проектированный радиус
 r_m — медианный радиус
 t — время
 t_p — период колебаний
 α — коэффициент поглощения (звука), коэффициент аккомодации
 γ — плотность частицы
 γ_g — плотность газа
 e — элементарный заряд; турбулентная энергия, рассеиваемая в 1 сек.
 $1 g$ среды (размерность $\text{см}^2/\text{сек}^2$)
 ϵ_k — диэлектрическая проницаемость
 η — вязкость среды
 θ — полярный угол
 κ — фактор формы
 κ_i — теплопроводность частицы
 κ_a — теплопроводность газа
 ν — кинематическая вязкость
 ν_t — турбулентная вязкость
 ρ — расстояние от центра, оси
 σ — поверхностное натяжение
 τ — время релаксации
 ϕ — коэффициент заполнения пространства, объемная концентрация
 χ — температуропроводность
 ψ — коэффициент лобового сопротивления
 ω — угловая частота
 Ω — энергия, работа

ЛИТЕРАТУРА*

1. B. Vonnegut. Chem. Rev., 1949, 44, 277.
2. P. Nolan, C. O'Toole. Geofis. pura e appl., 1959, 42, 117.
3. C. Junge. J. Meteorol., 1955, 12, 13.
4. G. Herdan. Small Particles Statistics. Elsevier, 1953.
5. Physics of Particle Size Analysis, Brit. J. Appl. Phys., Suppl., № 3, 1954.
6. H. Heywood. Chem. and Ind., 1937, 56, 149.
7. И. Артемов. Докл. АН СССР, 1945, 50, 289; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 284.
8. J. Dallavalle, C. Orr. Physics of Particle Size Analysis, Brit. J. Appl. Phys., Suppl., № 3, 1954, 198.
9. H. Tsien. J. Aeronaut. Soc., 1946, 13, 653.
10. M. Krzywoblowski. Acta phys. austriaca, 1955, 9, 216.
11. J. Matthauch. Z. Phys., 1925, 32, 439.
12. K. Schmitt. Z. Naturforsch., 1959, 14a, 870.
13. P. Epstein. Phys. Rev., 1924, 23, 710; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 32.
14. N. Gokhale, K. Gatha. Indian J. Phys., 1958, 32, 521.
15. H. Faxen. Arkiv Mat. Astr. Fys., 1923, 17, № 27.
16. L. Bacon. J. Franklin Inst., 1936, 221, 251.
17. A. Peterlin, H. Stuart. Z. Phys., 1939, 112, 1; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 47.
18. B. Trevelian, S. Mason. J. Colloid. Sci., 1951, 6, 354.
19. I. Sharkey. Brit. J. Appl. Phys., 1956, 7, 52.
20. R. Manley, S. Mason. J. Colloid. Sci., 1952, 7, 354.
21. T. Garstang. Proc. Roy. Soc., 1933, 142A, 491.
22. H. Tollert. Chem.-Ingr-Techn., 1954, 26, 141.
23. A. Cruize. Engineering, 1957, 183, 366.
24. Physics of Particle Size Analysis, Brit. J. Appl. Phys., Suppl., № 3, 1954, 93.
25. V. Timbrell. Там же, pp. 93, 94.
26. K. Sawyer, W. Walton. J. Scient. Instrum., 1950, 27, 272; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 125.
27. Physics of Particle Size Analysis, Brit. J. Appl. Phys., Suppl., № 3, 1954, 90, 93—95.
28. V. Timbrell. Там же, pp. 12, 85.
29. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 59.

* Книга автора «Механика аэрозолей». М., Изд.-во АН СССР, 1955, обозначена Н. Фукс. Механика аэрозолей.

30. G. Eveson, E. Hall, S. Ward. Brit. J. Appl. Phys., 1959, 10, 43.
31. H. Faxen. Z. angew. Math. und Mech., 1927, 7, 79.
32. S. Gurel, S. Ward, R. Whitmore. Brit. J. Appl. Phys., 1955, 6, 83.
33. K. Chowdhury, W. Fritz. Chem. Engng. Sci., 1959, 11, 92.
34. J. Ludwig. Chem. Ztg., 1955, 79, 774.
35. P. Van der Leeden et al. Appl. Sci. Res., 1955, 5A, 338.
36. J. Hinze. Там же, 1949, 1A, 18.
37. Handbuch der Experimentalphysik, 4(2). Leipzig, 1932, S. 307.
38. E. Cunningham. Proc. Roy. Soc., 1910, 83A, 357; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 60.
39. J. Happel. A. I. Ch. E. Journal, 1958, 4, 197.
40. S. Kuwabara. J. Phys. Soc. Japan, 1959, 14, 527.
41. H. Brinkman. Appl. Sci. Res., 1947, 1A, 27.
42. P. Hawley. Physics of Particle Size Analysis, Brit. J. Appl. Phys., Suppl., № 3, 1954, 1.
43. H. Verschoor. Appl. Sci. Res., 1951, 2A, 155.
44. H. Noda. Bull. Chem. Soc. Japan, 1957, 30, 495.
45. P. Cheng, H. Schachman. J. Polymer Sci., 1955, 16, 19.
46. T. Hanratty, A. Bandukwala. A. I. Ch. E. Journal, 1957, 3, 293.
47. R. Whitmore. Brit. J. Appl. Phys., 1955, 6, 239.
48. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 60.
49. B. Wilson. Austral. J. Appl. Sci., 1952, 3, 252.
50. H. Straubel. Z. Aerosolforsch. Therap., 1955, 4, 385.
51. R. Wuerker, H. Shelton, R. Langmuir. J. Appl. Phys., 1959, 30, 342.
52. L. Waldmann. Z. Naturforsch., 1959, 14a, 589.
53. С. Баканов, Б. Дерягин. Коллоидн. ж., 1959, 21, 377.
54. A. Einstein. Z. Phys., 1924, 27, 1.
55. W. Sawood. Trans. Faraday Soc., 1936, 32, 1068.
56. P. Epstein. Phys. Rev., 1924, 23, 710; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 32.
57. P. Epstein. Z. Phys., 1929, 54, 537; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 69.
58. W. Walkenhorst. Beitr. Silikoseforsch., 1952, Heft 18.
59. Н. Фукс, С. Янковский. Докл. АН СССР, 1958, 119, 1177.
60. H. Thürmer. Staub, 1960, 20, 6.
61. H. Watson. Brit. J. Appl. Phys., 1958, 9, 78.
62. C. Schadt, R. Cadle. J. Colloid. Sci., 1957, 12, 356.
63. E. Brun, J. Leroux, P. Marty. J. rech. Centre nat. rech. scient. 1955, № 31, 256.
64. Н. Фукс, С. Янковский. Коллоидн. ж., 1959, 21, 133.
65. H. Watson. Trans. Faraday Soc., 1936, 32, 1073.
66. W. Zernik. Brit. J. Appl. Phys., 1957, 8, 117.
67. E. Schmidt, W. Beckmann. Techn. Mechan. und Thermodynamik, 1930, 1, 341.
68. W. Kraus. Messung des Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldes bei freier Konvektion. Karlsruhe, 1955.
69. M. Maitrot. Ann. chim., 1953, 8, 43.
70. P. Tazuin. C. R., 1952, 235, 1119, 1632.
71. H. Rohatschek. Acta phys. austriaca, 1955, 9, 151.
72. J. Aitken. Trans. Roy. Soc. Edinburgh, 1883, 32.
73. L. Facy. Arch. Meteorol., Geophys., Bioklimatol., 1955, 8A, 269; C. R., 1958, 246, 102, 3161; Geofis. pura e appl., 1958, 40, № 2.
74. Н. Фукс. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд-во АН СССР, 1958, § 2.

75. Б. Дерягин, С. Духин. Докл. АН СССР, 1956, 111, 613.
76. K. Semrau, C. Magunowski, K. Lunde, C. Lapple. Ind. Eng. Chem., 1958, 50, 1615.
77. F. Verzar, F. Hügin, W. Massion. Pflügers Arch. ges. Physiol., 1955, 261, 219.
78. Б. Дерягин, С. Баканов. Докл. АН СССР, 1957, 117, 959.
79. П. Прохоров. Докторская диссертация, Ин-т Физ. хим. АН СССР, 1959.
80. Б. Дерягин, С. Духин. Докл. АН СССР, 1956, 106, 851.
81. С. Духин, Б. Дерягин. Там же, 1957, 112, 407.
82. В. Федосеев, А. Полянский. Тр. Одесск. ун-та, физ. мат., 1954, 5, 95.
83. Б. Дерягин, С. Духин. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1957, стр. 779.
84. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 76.
85. Tchen Chan-mou. Mean Value and Correlation Problems Connected with the Motion of Small Particles Suspended in a Turbulent Fluid. The Hague, 1947.
86. T. Pearcey, G. Hill. Austral. J. Phys., 1956, 9, 19.
87. J. Serafini. Nat. Adv. Comm. Aeron., 1954, Rep. 1159.
88. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 84.
89. R. Ingebo. Nat. Adv. Comm. Aeron., 1956, Tech. Note 3762.
90. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 82.
91. F. Gucker, G. Doyle. J. Phys. Chem., 1956, 60, 989.
92. W. König. Ann. Phys., 1891, 42, 353; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 90, 91.
93. Л. Ландау, Е. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1944, стр. 37.
94. С. Духин. Коллоидн. ж., 1960, 22, 128.
95. P. Epstein, R. Carhart. J. Acoust. Soc. Am., 1953, 25, 553.
96. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 293.
97. J. Zink, L. Delasso. J. Acoust. Soc. Am., 1958, 30, 765.
98. L. Hocking. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1959, 85, 44.
99. H. Faxen. Arkiv Mat. Astr. Fys., 1925, 19A, № 22.
100. M. Smoluchowski. Bull. Acad. Sci. Cracov, 1911, 1A, 28.
101. J. Burgers. Proc. Ned. Akad. Wetensch., 1941, 44, 1177.
102. M. Stimson, G. Jeffery. Proc. Roy. Soc., 1926, 111A, 110.
103. Н. Фукс. Механика аэрозолей, формула (13.1).
104. J. Happel, R. Pfeffer. A. I. Ch. E. Journal, 1960, 6, 129.
105. В. Пшеная-Северин. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1957, стр. 1045.
106. В. Пшеная-Северин. Там же, 1958, стр. 1254.
107. C. Oseen. Neuere Methoden und Ergebnisse in der Hydrodynamik. Leipzig, 1927, § 14, 21.
108. В. Пшеная-Северин. Докл. АН СССР, 1959, 125, 775.
109. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 165.
110. W. Dörff. Acustica, 1955, 5, 163.
111. W. Foster. Brit. J. Appl. Phys., 1959, 10, 206.
112. W. Drozin, V. La Mer. J. Colloid. Sci., 1959, 14, 74.
113. В. Дунский, А. Китаев. Коллоидн. ж., 1960, 22, 159.
114. H. Göhlich. VDI-Forschungsheft, 1958, № 467.
115. A. Robinson. Commun. Pure and Appl. Math., 1956, 9, 69.
116. Л. Левин. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1957, стр. 914.
117. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 109.
118. Е. Гладкова, Г. Натансон. ЖФХ, 1958, 32, 1160.

119. R. Prengle, R. Rotfus. Ind. Eng. Chem., 1955, 47, 379.
120. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 116.
121. T. Gillespie, G. Langstroth. Canad. J. Chem., 1952, 30, 1056.
122. B. Hinkle, Clyde Orr, J. Dallavalle. J. Colloid. Sci., 1954, 9, 70.
123. H. Yoshikawa, G. Swartz, J. MacWaters, W. Fite. Rev. Sci. Instr., 1956, 27, 359.
124. P. Nolan, T. O'Connor. Proc. Roy. Irish Acad., 1955, 57A, 161.
125. A. Goetz. Geofis. pura e appl., 1957, 36, 49.
126. E. Feifel. Forsch. Ing. Wesen, 1938, A9, 68.
127. W. Barth. Brennstoff-Wärme-Kraft, 1956, 8, 1.
128. W. Solbach. Tonind.-Ztg., 1956, 80, 38, 298; 1958, 82, 474.
129. В. Маслов, Ю. Маршак. Теплоэнергетика, 1958, № 6, 63.
130. E. Walter, Staub, 1958, 18, 3.
131. H. Rumpf. Staub, 1956, Heft 47, 634.
132. T. Daniels. Engineer, 1957, 203, 358.
133. C. Stairmand. J. Inst. Fuel, 1956, 29, 58.
134. C. Yaffe, A. Hosey, J. Chambers. Arch. Industr. Hyg. Occupat. Med., 1952, 5, 62.
135. J. Smith, M. Goglia. Trans. ASME, 1956, 78, 389.
136. W. Walton. Physics of Particle Size Analysis, 1954, p. 30.
137. W. Walton. Symposium on Particle Size Analysis. London, 1947, p. 136; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 143.
138. H. Watson. Am. Ind. Hyg. Ass. Quart., 1954, 15, 21.
139. S. Badzioch. Brit. J. Appl. Phys., 1959, 10, 26.
140. E. Walter, Staub, 1957, Heft 53, 880.
141. R. Dennis, W. Samples, D. Anderson. L. Silverman. Ind. Eng. Chem., 1957, 49, 294.
142. R. Röber. Staub, 1957, Heft 48, 41; Heft 49, 273; Heft 50, 418.
143. M. Lippman. Am. Ind. Hyg. Ass. J., 1959, 20, 406.
144. R. Brun, W. Lewis, P. Perkins, J. Serafini. Nat. Adv. Comm. Aeron., 1955, Rep. 1215.
145. R. Brun, H. Nergler. Там же, 1953, Techn. Note 2904.
146. M. Tribus, G. Young, L. Boelter. Trans. ASME, 1948, 70, 977.
147. R. Dorsh, R. Brun, J. Gregg. Nat. Adv. Comm. Aeron., 1954, Techn. Note 3099.
148. R. Brun, H. Gallagher, D. Vogt. Там же, 1953, Techn. Note 3047.
149. N. Bergun. Там же, 1952, Rep. 1107.
150. И. Мазин. Физические основы обледенения самолетов. М., Гидрометеориздат, 1957.
151. P. Hacker, R. Brun, B. Boyd. Nat. Adv. Comm. Aeron., 1953, Techn. Note, 2999.
152. R. Brun, J. Serafini, H. Gallagher. Там же, 1953, Techn. Note 2903.
153. A. Fonda, H. Herne. Symposium on the Aerodynamic Capture of Particles. Pergamon, 1960.
154. M. Tribus, A. Guibert. J. Aeronaut. Sci., 1952, 19, 391.
155. Л. Левин. Частное сообщение.
156. Г. Натансон. Докл. АН СССР, 1957, 116, 109.
157. I. Langmuir. J. Meteorol., 1948, 5, 175.
158. Л. Левин. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1959, стр. 422.
159. Л. Левин. Докл. АН СССР, 1953, 91, 1329; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 156.

160. C. Davies, C. Peetz. Proc. Roy. Soc., 1956, 234A, 269.
161. A. Thom. Там же, 1933, 141A, 651.
162. H. Landahl, K. Hermann. J. Colloid. Sci., 1949, 4, 103; Н. Фукс, Механика аэрозолей, стр. 155.
163. C. Davies. Proc. Phys. Soc., 1950, 63B, 288.
164. P. Gregory. Ann. Appl. Biol., 1951, 38, 357.
165. J. Lewis, R. Ruggieri. Nat. Adv. Comm. Aeron., 1957, Techn. Note 4092.
166. В. Игнатьев. Теплоэнергетика, 1958, № 3.
167. А. Амелин, М. Беляков. Коллоидн. ж., 1956, 18, 385; Сообщ. научн. раб. НИУИФ, 1958, вып. 9, 58.
168. А. Амелин, М. Беляков. Зав. лаб., 1955, № 12, 1463.
169. R. Jarman. Chem. Eng. Sci., 1959, 10, 268.
170. L. Simmons, C. Cowdery. Aeronaut. Res. Council. Repts and Mem., 1945, № 2276.
171. H. Kraemer, H. Johnstone. Ind. Eng. Chem., 1955, 47, 2426.
172. Г. Натансон. Докл. АН СССР, 1957, 112, 696.
173. R. Cochet. Rev. gén. électr., 1953, 62, 113; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 160.
174. T. Gillespie. J. Colloid. Sci., 1955, 10, 299.
175. С. Духин, Б. Дерягин. Коллоидн. ж., 1958, 20, 326.
176. Л. Левин. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1959, стр. 1073.
177. Н. Фукс. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд-во АН СССР, 1958, § 5.
178. Н. Фукс. Механика аэрозолей, § 49.
179. И. Тодоров, А. Шелудко. Коллоидн. ж., 1957, 19, 496.
180. C. Davies. Brit. J. Ind. Med., 1952, 9, 120.
181. E. Buchwald. Ann. Phys., 1921, 66, 1; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 182.
182. L. Pollak, T. O'Connor. Geofis. pura e appl., 1955, 31, 66.
183. L. Pollak, T. O'Connor, A. Metnieks. Там же, 1956, 34, 177; 1957, 36, 70.
184. R. Fürth. Там же, 1955, 31, 80.
185. J. Richardson. E. Wooding. Chem. Eng. Sci., 1957, 7, 51.
186. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 172.
187. C. Davies. Proc. Roy. Soc., 1949, 200A, 100; Н. Фукс. Механика аэрозолей, рис. 54.
188. P. Gormley, M. Kennedy. Proc. Roy. Irish Acad., 1949, 52A, 163.
189. P. Gormley. Там же, 1938, 45A, 59.
190. M. Kennedy, цит. по P. Nolan, P. Kenny. J. Atmos. Terr. Phys., 1953, 3, 181.
191. W. DeMarcus, J. Thomas. U. S. Atom. Commiss., 1952, ORNL—1413.
192. J. Thomas. J. Colloid. Sci., 1955, 10, 246.
193. J. Thomas. U. S. Atom. Commiss., 1954, ORNL—1648.
194. J. Thomas. J. Colloid. Sci., 1956, 11, 107.
195. L. Pollak, A. Metnieks. Geofis. pura e appl., 1957, 37, 183.
196. G. Goyer, F. Pidgeon. J. Colloid. Sci., 1956, 11, 697.
197. A. Chamberlain, W. Megaw, R. Wiffen. Geofis. pura e appl., 1957, 36, 223.
198. В. Левин. Физико-химическая гидродинамика. М., Изд-во АН СССР, 1952, § 14; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 188.
199. S. Friedländer. A. I. Ch. E. Journal, 1957, 3, 11.
200. Г. Аксельруд. ЖФХ, 1953, 27, 1445.

201. Г. Мюллер. Сб. Коагуляция коллоидов. М., ОНТИ, 1936, стр. 91.
202. F. Garner, R. Suckling. A. I. Ch. E. Journal, 1958, 4, 114.
203. F. Garner, R. Kee. Chem. Eng. Sci., 1958, 9, 119.
204. Г. Натансон. Докл. АН СССР, 1957, 112, 100.
205. R. Dobry, R. Finn. Ind. Eng. Chem., 1956, 48, 1540.
206. Н. Фукс. Механика аэрозолей, формула (34.18).
207. Ч. Чен. Усп. хим., 1956, 25, 368.
208. Л. Радужкевич, ЖФХ, 1958, 32, 282.
209. К. Таматада, Н. Fujikawa. Quart. J. Mech. Appl. Math., 1957, 10, 425.
210. S. Kuwabara. J. Phys. Soc. Japan, 1959, 14, 527.
211. E. Landt. Staub, 1957, Heft 48, 9.
212. C. Stairmandt. Heat. and Ventil. Engr., 1953, 26, 343.
213. S. Friedländer. Ind. Eng. Chem., 1958, 50, 1161.
214. Н. Фукс. Механика аэрозолей, формула (34.18).
215. Н. Фукс. Механика аэрозолей, формула (40.2).
216. I. Gallili. J. Colloid. Sci., 1957, 12, 161.
217. C. Davies. Proc. Instn. Mech. Engrs, 1952, 1B, 185; Н. Фукс. Механика аэрозолей, формула (34.19).
218. J. Thomas, R. Yoder. Arch. Ind. Health, 1956, 13, 545.
219. E. Ramskill, W. Anderson. J. Colloid. Sci., 1951, 6, 416; Н. Фукс. Механика аэрозолей, рис. 59 б, г.
220. J. Wong, W. Ranz, H. Johnstone. J. Appl. Phys., 1956, 27, 161.
221. A. Humphrey, E. Gaden. Ind. Eng. Chem., 1955, 47, 924.
222. C. Davies. J. Instn. Heat. Ventil. Engrs, 1952, 20, 55.
223. R. Leers. Staub, 1957, Heft 50, 402.
224. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 285.
225. G. Fairs. Trans. Instn. Chem. Engrs., 1958, 36, 476.
226. V. La Mer, V. Drozin. Proc. 2-nd Int. Congr. Surf. Activ, London, 1957, III, 600.
227. D. Hasenclever. Staub, 1959, 19, 37.
228. A. Rossano, L. Silverman. Heat. Ventil., 1954, 51, 102.
229. A. Winkel. Staub, 1955, Heft 41, 469.
230. D. Thomas. J. Instn. Heat. Ventil. Engrs., 1952, 20, 35.
231. T. Gillespie. J. Colloid. Sci., 1955, 10, 299.
232. C. Billings, R. Dennis, L. Silverman. U. S. Atom. Commis., 1954, NYO — 1592.
233. J. Fitzgerald, C. Detweiler. Arch. Ind. Health, 1957, 15, 3.
234. W. Walkenhorst. Staub, 1959, 19, 69.
235. C. Snyder, R. Pring. Ind. Eng. Chem., 1955, 47, 960.
236. Н. Елисеев. Сборник материалов по пылеулавливанию в цветной металлургии. М., Металлургиздат, 1957, стр. 251.
237. J. Thomas, R. Yoder. Arch. Ind. Health, 1956, 13, 550.
238. P. Morrow, E. Mehrhof, L. Casarett, D. Morken, Там же, 1958, 18, 292.
239. B. Altshuler et al. Там же, 1957, 15, 293.
240. L. Dautrebande, H. Beckmann, W. Walkenhorst. Там же, 1957, 16, 179.
241. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 215.
242. М. Позин, И. Мухленов, Э. Тарат. Пенный способ очистки газов от пыли, дыма и тумана. М., Госхимиздат, 1953.
243. H. Remy, H. Finpenn. Z. anorg. Chem., 1926, 159, 241.
244. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 215.
245. C. O'Konski, C. Thatcher. J. Phys. Chem., 1953, 57, 955.
246. C. O'Konski, R. Gunther. J. Colloid. Sci., 1955, 10, 563.
247. Н. Фукс. Механика аэрозолей, § 37.
248. Н. Фукс. Механика аэрозолей, формулы (35.1), (35.7).
249. М. Смолуховский. Сб. Броуновское движение. М., ОНТИ, 1936, стр. 150; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 163.
250. G. Batchelor, A. Townsend. Surveys in Mechanics, Cambridge, 1956, p. 352.
251. L. Richardson. Proc. Roy. Soc., 1923, 104A, 640; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 245.
252. S. Soo. Chem. Engng. Sci., 1956, 5, 57.
253. Vi-Cheng Liu. J. Meteorol., 1956, 13, 399.
254. S. Soo, C. Tien, V. Kadambi. Rev. Sci. Instr., 1959, 30, 821.
255. Н. Кубынин. Изв. Всес. теплотехн. ин-та, 1951, № 1.
256. W. Hoffmann. VDI-Ber., 1955, 7, 15.
257. А. Чернов. Изв. АН КазССР, Сер. энерг., 1955, вып. 8, стр. 82.
258. J. Dawes, A. Slack. Saf. Mines Res. Est., Rep., № 105, 1954.
259. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 232.
260. T. Sherwood, B. Woertz. Ind. Eng. Chem., 1939, 31, 1034; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 233.
261. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 237.
262. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. М., ИЛ, 1948, § 155, формула (20).
263. C. Lin, R. Moulton, G. Putnam. Ind. Eng. Chem., 1953, 45, 636.
264. R. Deissler. Nat. Adv. Comm. Aeron., 1955, Rep. 1210.
265. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 83.
266. В. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М., Изд-во АН СССР, 1952, гл. 3; Н. Фукс. Механика аэрозолей, формула (46.33).
267. S. Friedländer, H. Johnstone. Ind. Eng. Chem., 1957, 49, 1151.
268. J. Laufer. Nat. Adv. Comm. Aeron., 1954, Rep. 1174.
269. Н. Фукс. Механика аэрозолей, формула (46.2).
270. E. Pereles. Saf. Mines Res. Est. Rep., № 144, 1958.
271. P. Owen. Sympos. Aerodyn. Capture of Particles, Peragmon, 1960.
272. P. Коере. Staub, 1952, Heft 28, 39.
273. A. Madisetti. Staub, 1956, Heft 47, 652.
274. F. Frenkiel, I. Katz. J. Meteorol., 1956, 13, 388.
275. F. Gifford. J. Meteorol., 1957, 14, 410.
276. R. Trappenberg. Staub, 1955, Heft 39, 5; Heft 40, 189; M. Diem, R. Trappenberg. Forsch. Ber. Nordrhein-Westf., 1957, S. 380.
277. G. Czarnady. Austral. J. Phys., 1955, 8, 546; 1957, 10, 558.
278. W. Rounds. Trans. Amer. Geophys. Un., 1955, 36, 395.
279. Н. Фукс. Механика аэрозолей, формула (47.20).
280. W. Godson. Arch. Meteorol., Geophys. und Bioklimatol., 1958, 10A, 305.
281. H. Fortak. Z. Meteorol., 1957, 11, 19.
282. А. Денисов. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1957, стр. 834.
283. Л. Гандин, Р. Соловейчик. Тр. ГГО, 1958, вып. 77, стр. 84.
284. G. Zebel. Kolloid.-Z., 1958, 157, 37.
285. Н. Фукс. Механика аэрозолей, § 49.
286. Н. Фукс. Механика аэрозолей, формула (49.20).
287. P. Nolan, E. Kennan. Proc. Roy. Irish Acad., 1938, 45A, 171; P. Nolan, E. Koffel. Geofis. pura e appl., 1955, 31, 97.

288. J. Pollak, T. Murphy. *Geofis. pura e appl.*, 1955, 30, 136.
289. J. Nolan, N. Guerrini. *Trans. Faraday Soc.*, 1936, 32, 1175; Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 187.
290. Р. Уайтлоу-Грей, Х. Паттерсон. Дым. М., Госхимиздат, 1934, гл. 10.
291. T. O'Connor, *Geofis. pura e appl.*, 1955, 31, 107.
292. Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 114.
293. W. S. Woodward, R. Whytlaw-Gray. *Trans. Faraday Soc.*, 1936, 32, 1059.
294. I. Yaffe, R. Cadle, *J. Phys. Chem.*, 1958, 62, 510.
295. Z. Melzak. *Quart. Appl. Math.*, 1953, 11, 231.
296. T. Schumann. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1940, 66, 195.
297. Н. Туницкий. ЖЭТФ, 1938, 8, 418; Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 271.
298. G. Zebel. *Kolloid.-Z.*, 1958, 156, 102.
299. Д. Дерягин. Докл. АН СССР, 1956, 109, 967.
300. Цит. по W. Hardy, I. Bircumshaw. *Proc. Roy. Soc.*, 1925, 108A, 12.
301. R. Schotland. *J. Meteorol.*, 1957, 14, 381.
302. L. Dautrebande, H. Kahler, B. Lloyd, E. Mitchell. *Arch. Intern. Pharmacodynam. Therap.* 1949, 80, 413.
303. L. Dautrebande, H. Beckmann, W. Walkenhorst. *Beitr. Silikoseforsch.*, 1954, Heft 31.
304. A. A. V. Staub, 1953, Heft 32, 147.
305. L. Le Bouffant. *Rev. Ind. Miner.*, 1955, 36, 62.
306. W. Walkenhorst, G. Zebel. *Beitr. Silikoseforsch.*, 1956, Heft 44, 53.
307. W. Walkenhorst. *Z. Aerosolforsch. Therap.*, 1955, 4, 538.
308. Цит. по W. Walkenhorst. Там же, 1958, 7, 157.
309. Y. Fujitani. *Bull. Chem. Soc. Japan*, 1957, 30, 683.
310. Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, § 51.
311. R. Gunn. *J. Colloid. Sci.*, 1955, 10, 107.
312. D. Benton, G. Elton, E. Pease, R. Picknett. *Intern. J. Air Pollut.*, 1958, 1, 44.
313. С. Духин, Б. Дерягин. Докл. АН СССР, 1958, 121, 503.
314. Г. Натансон. *Коллоидн. ж.*, 1958, 20, 705.
315. A. Winkel. Staub, 1955, Heft 41, 469.
316. W. Zebbe. Staub, 1959, 19, 381.
317. В. Гудемчук, Б. Подошевицкий, Б. Тартаковский. *Акуст. ж.*, 1959, 5, 246.
318. Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 87, 165.
319. T. Pearcey, G. Hill. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1957, 83, 77.
320. J. Tellford, N. Thorndike, E. Bowen. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1955, 81, 241; Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 293.
321. R. Schotland. *J. Meteorol.*, 1957, 14, 381; *Artificial Stimulation of Rain*, Pergamon, 1957, p. 170.
322. D. Sartor. *J. Meteorol.*, 1954, 11, 91; Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 293.
323. G. Kinzer, W. Gobb. *J. Meteorol.*, 1956, 13, 295; 1958, 15, 138; *Artificial Stimulation of Rain*, Pergamon, 1957, p. 167.
324. Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, табл. 9.
325. L. Torobin, W. Gauvin. *Canad. J. Chem. Eng.*, 1959, 37, 167.
326. R. Oakes. *Symp. Aerodyn. Capt. Particles*, Pergamon, 1960.

327. W. Walton, A. Woolcock. Там же.
328. F. May. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1958, 84, 451.
329. A. Best. Там же, 1950, 76, 16.
330. H. Johnstone, R. Field, H. Tassles. *Ind. Eng. Chem.*, 1954, 46, 1601.
331. J. Brink, C. Contant. *Ind. Eng. Chem.*, 1958, 50, 1157.
332. P. Boucher. *Chal. et Industrie*, 1952, 33, 363.
333. M. Pauthenier, R. Cochet. *J. Dupuy. Comptes rend.*, 1958, 246, 2233.
334. Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, формула (54.3).
335. R. Gunn. *J. Meteorol.*, 1955, 12, 511.
336. Л. Левин. Докл. АН СССР, 1954, 94, 467; Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 298.]
337. В. Ткач. Сб. Вопросы гигиены труда и профзаболеваний в горнорудной, химической и машиностроительной промышленности. Киев, Госмедиздат УССР, 1958, стр. 9.
338. И. Чижев. Сборник материалов по пылеулавливанию в цветной металлургии. М., Металлургиздат, 1957, стр. 361.
339. T. Gillespie. *Proc. Roy. Soc.*, 1953, 216A, 569.
340. М. Смолюховский. Сб. Коагуляция коллоидов. М., ОНТИ, 1936, стр. 28; Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, формула (55.4).
341. P. Saffman, J. Turner. *J. Fluid Mechan.*, 1956, 1, 16.
342. В. Левич. Докл. АН СССР, 1954, 99, 809, 1041; Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 304.
343. T. East, J. Marshall. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1954, 80, 26.
344. В. Левич. *Физико-химическая гидродинамика*, изд. 2-е. М., Физматгиз, 1959, гл. 5.
345. R. Manley, S. Mason. *J. Colloid. Sci.*, 1952, 7, 354; Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 303.
346. Н. Туницкий. ЖФХ, 1946, 20, 1136; Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 304.
347. H. Frish. *J. Phys. Chem.*, 1956, 60, 463.
348. А. Динник. *Избранные труды*. М., Изд-во АН СССР, 1952, 1, гл. 5.
349. C. Raman. *Phys. Rev.*, 1918, 12, 442.
350. J. Andrews. *Philos. Mag.*, 1930, 9, 593.
351. D. Jordan. *Physics of Particle Size Analysis*, 1954, p. 194.
352. O. Adam. *Chem.-Ingr.-Techn.*, 1957, 29, 151.
353. Н. Фукс. *Механика аэрозолей*, стр. 317, 319.
354. И. Дергачев. *Изв. Всес. теплотехн. ин-та*, 1949, № 6.
355. J. Rosinski, C. Nagamoto, A. Ungar. *Kolloid.-Z.*, 1959, 164, 26.
356. J. Rayleigh. *Proc. Roy. Soc.* 1882, 34, 130; *Philos. Mag.*, 1899, 48, 321.
357. H. Newall. *Philos. Mag.*, 1885, 20, 30.
358. E. Kaiser. *Ann. Phys.*, 1894, 53, 667.
359. L. Mahajan. *Kolloid.-Z.*, 1933, 65, 20; 1934, 69, 16; *Philos. Mag.*, 1929, 7, 247; 1930, 10, 383; *Z. Physik*, 1932, 79, 389; 1933, 81, 605; 1934, 84, 676; 1934, 90, 663.
360. М. Аганин, Ж. геофиз., 1935, 5, 408; *Изв. АН СССР, Сер. геогр. геоф.*, 1940, 3, 305.
361. С. Горбачев, Е. Мустель. *Kolloid.-Z.* 1935, 73, 21.
362. С. Горбачев, В. Никифорова. Там же, стр. 14.
363. Н. Тверская. *Тр. ГГО*, 1954, вып. 47, стр. 112.
364. Н. Тверская, И. Юдин. *Тр. Ленингр. гидромет. ин-та*, 1956, вып. 5—6.

365. П. Прохоров, Л. Леонов. Коллоидн. ж., 1952, 14, 66; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 311.
366. G. Browne, N. Palmer, T. Wormell. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1954, 80, 291.
367. I. Gallili, V. La Mer. J. Phys. Chem., 1958, 62, 1295.
368. T. Gillespie, E. Rideal. J. Colloid. Sci., 1955, 10, 281.
369. T. Gillespie. J. Colloid. Sci., 1955, 10, 266.
370. C. Hartley, R. Brunskill. Surface Phenomena in Chemistry and Biology, Pergamon, 1958, p. 214.
371. А. Таубман, С. Никитина. Докл. АН СССР, 1956, 110, 600, 816; 1957, 116, 113.
372. П. Ермилов. Уч. зап. Ярославск. технол. ин-та, 1956, 1, 111; 1957, 2, 93; Изв. Высш. уч. зав., Хим., хим. техн., 1959, 2, 134.
373. М. Позин, Н. Мухленов, В. Демшин. ЖПХ, 1955, 28, 841; Н. Мухленов, В. Демшин. Там же, стр. 922.
374. С. McCully et al. Ind. Eng. Chem., 1956, 48, 1512.
375. C. Pemberton. Symp. Aerodyn. Part. Particles, Pergamon, 1960.
376. M. Landwehr, R. Kortner, W. Walkenhorst, E. Bruckmann. Staub, 1957, Heft 53, 841.
377. В. Каганер. Бюлл. НИГРИ, Кривой Рог, 1958, вып. 4.
378. Б. Дерягин. И. Абрикосова. Trans. Faraday Soc., Discussion, 1954, 18, 36; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 280.
379. W. Stone. Philos. Mag., 1930, 9, 610.
380. P. How, D. Benton, I. Puddington. Canad. J. Chem., 1955, 33, 1375.
381. J. McFarlane, D. Tabor. Proc. 7-th Intern. Congr. Appl. Mech. 1948; p. 335; Proc. Roy. Soc., 1950, 202A, 224.
382. R. Bradley. Philos. Mag., 1932, 13, 853.
383. W. Harper. Proc. Roy. Soc., 1955, 231A, 388.
384. G. Tomlinson. Philos. Mag., 1928, 6, 695.
385. Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 333.
386. R. Larsen. Am. Ind. Hyg. Ass. Quart., 1958, 19, 265.
387. В. Гончаров. Исследование динамики русловых потоков. М., ГИМИЗ, 1954.
388. R. Fowler, W. Chodziesner. Chem. Engng. Sci., 1959, 10, 157.
389. F. Bowden, D. Tabor. Friction and Lubrication of Solids, Oxford, 1956.
390. Б. Дерягин, В. Лазарев. Коллоидн. ж., 1935, 1, 295.
391. E. Cremer, F. Conrad, T. Kraus. Angew. Chemie, 1952, 64, 10; E. Cremer. Staub, 1954, Heft 37, 427.
392. D. Beischer. Kolloid.-Z., 1939, 89, 214.
393. E. Patat, W. Schmid. Chem.-Ingr.-Techn., 1960, 32, 8.
394. W. Batel. Chem.-Ingr.-Techn., 1959, 31, 343.
395. R. Bagnold. The Physics of Blown Sands and Desert Dunes, 2-nd Ed., Methuen, 1954, p. 72, 163.
396. H. Rumpf. Chem.-Ingr.-Techn., 1953, 25, 317; VDI-Berichte, 1955, 6, 17.
397. А. Климанов. Сб. научн. тр. Моск. горн. ин-та, 1955, № 16, стр. 101.
398. J. Blomfield, J. Dallavalle. Publ. Health Bull., 1935, № 217.
399. J. Dawes. Safety in Mines Res. Establ., Res. Rep., № 36 and 49, 1952; J. Dawes, A. Wynn. Там же, Res. Rep., № 46, 1952.
400. A. Bagnold. The Physics of Blown Sand and Desert Dunes. London, 1941; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 317.
401. A. Andreassen. Kolloid.-Z., 1939, 86, 70; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 332.

402. Н. Фукс. Механика аэрозолей, § 57.
403. N. Mehta, J. Smith, E. Comings. Ind. Eng. Chem., 1957, 49, 986.
404. A. Reif, C. Whyte, M. Giblin. Arch. Ind. Health, 1956, 14, 442.
405. C. Davies, H. Aylward, D. Leacey. Arch. Ind. Hyg. Occ. Med., 1951, 4, 354.
406. F. Eadie, R. Payne. Iron Age, 1954, № 10, 99.
407. W. Kroll. Chem.-Ingr.-Techn., 1955, 27, 33.
408. Chin-Young Wen, H. Simons. A. I. Ch. E. Journal, 1959, 5, 264.
409. R. Morse. Ind. Eng. Chem., 1955, 47, 1170.
410. F. Tideswell, R. Wheeler. Trans. Instn. Mining Engrs., 1938, 97, 176; Н. Фукс. Механика аэрозолей, стр. 332.
411. D. Craik, B. Miller. J. Pharmacol. and Pharmacy, 1958, 10, Suppl., 136.
412. H. Parker, W. Stevens. A. I. Ch. E. Journal, 1959, 5, 314.
413. F. D'Arcy-Smith. Ind. Chemist., 1957, 33, 181.
414. P. Bakker, P. Heertjes. Brit. Chem. Eng., 1958, 3, 241.
415. F. Zenz, N. Weil. A. I. Ch. E. Journal, 1958, 4, 472.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Глава 1. Размер и форма частиц в аэрозолях	7
Глава 2. Прямолинейное равномерное движение аэрозольных частиц	9
Сопротивление среды движению шарообразных частиц	9
Вращение частиц в градиентном потоке	10
Сопротивление среды движению нешарообразных частиц	11
Движение аэрозольных частиц в ограниченном пространстве	13
Метод вертикального электрического поля	14
Термофорез и диффузиофорез	15
Глава 3. Прямолинейное неравномерное движение аэрозольных частиц	24
Неравномерное движение частиц при малых и больших числах Яе	24
Аэрозоли в звуковом поле	27
Гидродинамическое взаимодействие между частицами	29
Электростатическое рассеяние аэрозолей	35
Глава 4. Криволинейное движение аэрозольных частиц	39
Гидродинамика аэрозольной жидкости	39
Движение частиц в поперечном электрическом поле	40
Аэрозольные центрифуги и циклоны	42
Жалюзийные пылеотделители	44
Забор проб аэрозолей	45
Щелевые приборы	50
Инерционное осаждение аэрозолей на телах различной формы	54
Электростатическое осаждение аэрозолей из потока на телах различной формы	65
Глава 5. Броуновское движение и диффузия в аэрозолях	70
Диффузионное осаждение аэрозолей в неподвижной среде	70
Диффузионное осаждение аэрозолей из ламинарного потока	72
Волокнистые и тканевые фильтры	80
Осаждение аэрозолей в дыхательной системе и при барботаже	91
Деформация капелек в электрическом поле	93
Глава 6. Турбулентная диффузия аэрозолей	94
Диффузия аэрозолей в турбулентном потоке	94

Свободные аэрозольные струи	97
Осаждение аэрозолей из турбулентного потока	98
Диффузия аэрозолей в свободной атмосфере	101
Глава 7. Коагуляция аэрозолей	103
Броуновская коагуляция аэрозолей	103
Электрические эффекты в броуновской коагуляции	107
Звуковая коагуляция аэрозолей	109
Гравитационная коагуляция аэрозолей	109
Коагуляция при перемешивании и в турбулентном потоке	116
Эффективность столкновений твердых частиц друг с другом и с макротелами	118
Эффективность столкновений между жидкими каплями	124
Эффективность столкновений жидких капель с твердыми стенками и частицами	129
Глава 8. Переход порошков в аэрозольное состояние	133
Адгезия между твердыми частицами	133
Сдвигание частиц со стенок воздушным потоком	135
Пневматическое и звуковое распыление порошкообразных тел	140
Важнейшие обозначения	145
Литература	147

Пре
Гл
Гл

Г л .

Г л :

Г л а

Г л а

158

Николай Альбертович Фукс
Успехи механики аэрозолей

Итоги науки
Химические науки, 5

Утверждено к печати
Всесоюзным институтом научной и технической информации
Академии наук СССР

Редактор издательства Н. Г. Егоров
Технический редактор И. Н. Дорохина

РИСО АН СССР № 21—24 В. Сдано в набор 29/X 1960 г.
Подписано к печати 21/1 1961 г. Формат 60×92¹/₁₆.
10 печ. л. 9,1 уч. издат. л. Тираж 2600 экз. Т-01349.
Изд. № 4978. Тип. зак. № 1153.

Цена 84 коп.

Издательство Академии наук СССР
Москва, Б-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография Издательства АН СССР
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
10	ф-ла (2.3)	γ^2	γ^3
16	ф-ла (2.9)	$8(1 + \pi\alpha/8)$	$8(1 + \pi\alpha/8)T$
17	6 св.	0,065	$0,065 \cdot 10^{-4}$
21	22 сн.	c	c_S
24	9 сн.	V	\dot{V}
25	ф-ла (3.6)	ε^{-1}	$\varepsilon^{-1} + 1$
		$\varepsilon^{-1} + 1$	$\varepsilon^{-1} - 1$
27	ф-ла (3.9)	$(1 + 2\pi\tau/t_p)^{-1/2}$	$[1 + (2\pi\tau/t_p)^2]^{-1/2}$
29	подпись под рис.	$\frac{v}{a}$	$2 \cdot \alpha_a^v$
39	10 св.	скорости	скорости частицы и среды
40	10 св.	U	U
82	16 св.	$1/a$	$1/a$
94	8 сн.	R_α	$R(\alpha)$
95	10 сн.	как при $t \gg L$	как
96	2 св.	$1/2$	$1/2$
96	15 св. и ф-ла (6.10)	$\frac{d\rho^2}{dt}$	$\frac{d\rho^2}{dt}$
96	ф-ла (6.11)	$\frac{d\rho^2}{dt}$	$\frac{d\rho^2}{dt}$
99	1 св.	Дрейслер	Дейслер
137	27 св.	$1/4r^2$	$1/4r^2$

Успехи механики аэрозолей